

Einfluss der Mikrophysik auf die solare Strahlung

Diplomarbeit
von
Christine Brandau

MATHEMATISCH - NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT DER
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL
ERSTELLT AM LEIBNIZ - INSTITUT FÜR MEERESWISSENSCHAFTEN
FORSCHUNGSBEREICH 1
- MARITIME METEOROLOGIE -



Kiel, Juli 2005

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Abkürzungen	III
1 Einleitung	1
2 Mikrophysik der Wolken	3
2.1 Flugzeuggetragene Messgeräte	3
2.2 Mikrophysikalische Größen	5
3 Mikrophysikalische Eigenschaften von Wolkentropfen	9
3.1 Effektivradius und Flüssigwassergehalt	9
4 Optische Eigenschaften atmosphärischer Extingenten	13
4.1 Streuung	13
4.1.1 Streugeometrie	14
4.1.2 MIE-Streuung	14
4.1.3 RAYLEIGH-Streuung	18
4.1.4 Geometrische Optik	20
4.2 Absorption	21
5 Optische Eigenschaften von Wolkentropfen	23
5.1 Optische Parameter	23
5.2 Phasenfunktion	25
6 Strahlungstransport in der Atmosphäre	29
6.1 Strahlungstransportgleichung	29
6.2 Monte-Carlo Strahlungstransport	30
6.2.1 Das Monte-Carlo Modell MC-UNIK	31
7 Implementierung einer 1D-Wolke aus Flugzeugmessungen	33
7.1 Mikrophysikalische und optische Eigenschaften der 1D-Wolke	34
7.2 Fallbeispiele	36
8 Einfluss vertikal inhomogener Mikrophysik auf die solare Strahlung	39

9	Horizontal inhomogene Mikrophysik	47
9.1	Strahlungstransportrechnungen ohne Horizontaltransport	48
9.2	Einfluss der optischen Dicke auf das Streu- und Absorptionsvermögen . .	50
9.3	Strahlungstransportrechnungen mit Horizontaltransport	53
9.4	Ergebnisse der variierten 2D-Wolke	58
10	3D-Wolke	63
10.1	Wolkengenerator CLABAUTAIR	63
10.2	Die Absorptivität des horizontal-homogenen und -inhomogenen Wolkenfeldes	64
10.3	Vergleich der Absorptivität des inhomogenen Wolkenfeldes mit und ohne Horizontaltransport	70
11	Schlussbetrachtung	75
A	Ergänzungen zu Kapitel 8	77
B	Ergänzungen zu Kapitel 9.3	85
C	Ergänzungen zu Kapitel 9.4	91
	Literatur	97
	Danksagung	99
	Erklärung	100

Abbildungsverzeichnis

2.1	geographische Einordnung der Flugroute vom 05.09.2001, Start-, Landezeit: 8:45-10:28 UTC, blau markierte Bereiche entsprechen durchflogenen Wolken.	4
2.2	Prinzipskizze des FSSP-100, FAST-FSSP (nach Dye und Baumgardner (1984)).	5
2.3	PVM-100A, M-Fast-FSSP, das Foto basiert auf persönlichen Mitteilungen von Dr. S. Schmidt und Dr. M. Wendisch, Institut für Troposphärenforschung, Leipzig.	5
2.4	FFSSP-Messung einer Größenverteilung [$\mu\text{m}^{-1}\text{cm}^{-3}$] in Abhängigkeit der 255 Größenklassen (Radien) [μm]. $r_{\text{eff}} = 10.95\mu\text{m}$	6
2.5	Standard-Gamma-Größenverteilung $n(r)$ in Abhängigkeit vom Radius r [μm] nach Hansen (1971b) berechnet mit $c=1$, $r_{\text{eff}} = 9.48\mu\text{m}$ und $v_{\text{eff}} = 0.15$.	7
3.1	(a) Effektivradius [μm] in Abhängigkeit von der Höhe [m] und Messzeit [s], (b) LWC [gm^{-3}] in Abhängigkeit von der Höhe [m] und Flugzeit [s], Flughöhe (schwarz) in Abhängigkeit von der Flugzeit [s].	10
3.2	LWC [gm^{-3}] versus Effektivradius [μm].	10
4.1	Winkelnotation aus Liou (2002).	14
4.2	RAYLEIGH Phasenfunktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ	19
4.3	Imaginärteil des Brechungsindex von Wasser in Abhängigkeit der Wellenlänge λ in [μm].	21
5.1	(a) Extinktionseffizienz Q_{ext} und (b) Asymmetrieparameter g in Abhängigkeit vom Effektivradius r_{eff} in μm . $\lambda = 1.7240\mu\text{m}$ mit $m_r = 1.3140$, $m_i = 8.5500e - 05$	24
5.2	Einfachstreueralbedo ω_0 in Abhängigkeit vom Effektivradius in μm . $\lambda = 1.7240\mu\text{m}$ mit $m_r = 1.3140$, $m_i = 8.5500e - 05$	24
5.3	Phasenfunktionen $P(\theta)$ der Standard-Gamma-Verteilungen mit unterschiedliche Effektivradien (orange $r_{\text{eff}} = 35\mu\text{m}$, blau $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.5[\mu\text{m}]$	25
5.4	Phasenfunktionen $P(\theta)$ der gemessenen Verteilung (rot) und der statistisch zugehörigen Standard-Gamma-Verteilung (schwarz) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.5[\mu\text{m}]$	26

5.5	Phasenfunktionen $P(\theta)$ der gemessenen Verteilung (rot) und der Standard-Gamma-Verteilung (schwarz) mit $v_{eff} = 0.15$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.5[\mu\text{m}]$	27
7.1	Aufnahme aus dem Wolkenflug vom 05.09.2001, 11:13 UTC, BBC1-Messkampagne, aus persönlichen Mitteilungen von Dr. M. Wendisch, Institut für Troposphärenforschung in Leipzig.	33
7.2	Effektiver Radius r_{eff} in $[\mu\text{m}]$ jeder Wolkenbox als Funktion der Höhe in $[\text{m}]$	34
7.3	(a) Asymmetrieparameter g , (b) Einfachstreualbedo w_0 in Abhängigkeit von der Höhe in $[\text{m}]$	35
7.4	Extinktionskoeffizient β_{ext} $[1/\text{m}]$ jeder Wolkenbox als Funktion der Höhe in $[\text{m}]$	35
7.5	1. Spalte: Fall A, Höhenprofil aus der Messung mit r_{eff} in $[\mu\text{m}]$ jeder Wolkenbox als Funktion der Höhe in $[\text{m}]$ sowie drei Verteilungen $[\text{cm}^{-3}\mu\text{m}^{-1}]$ der untersten, mittleren und obersten Wolkenbox. 2. Spalte: Fall B, homogenisierte 1D-Säule mit Effektivradius und Verteilungen. 3. Spalte: Fall C, Umkehrung der Mikrophysik der Messung mit Effektivradius und Verteilungen.	37
8.1	(a) Absorptivität Fall A und Fall B, (b) Differenzen (Fall B - Fall A), (c) Absorptivität Fall C und Fall B, (d) Differenzen (Fall B - Fall C) in Abhängigkeit von λ $[\mu\text{m}]$	40
8.2	(a) Reflexivität Fall A und Fall B, (b) Differenzen (Fall B - Fall A), (c) Reflexivität Fall C und Fall B, (d) Differenzen (Fall B - Fall C) in Abhängigkeit von λ $[\mu\text{m}]$	41
8.3	Vergleich der Abweichungen für $\tau = 3.4$ (schwarz) und $\tau = 34$ (rot), (a) Differenzen Absorption (Fall B - Fall A), (b) Differenzen Absorption (Fall B - Fall C), (c) Differenzen Reflexion (Fall B - Fall A), (d) Differenzen Reflexion (Fall B - Fall C).	45
9.1	Modellskizze des 2D homogenen (1) und inhomogenen (2) Falles.	47
9.2	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 15^\circ$ ohne Horizontaltransport (ICA).	49
9.3	Absorptivität als Funktion der optischen Dicke für $r_{eff} = 15\mu\text{m}$ (violett), $r_{eff} = 10\mu\text{m}$ (orange) und $r_{eff} = 5\mu\text{m}$ (grün) anhand $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ (a) und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ (b). D1 - D4 sind die Differenzen zwischen der Absorptivität bezogen auf den Vergleich 1 aus Abbildung 9.1.	50
9.4	Reflexivität als Funktion der optischen Dicke für $r_{eff} = 15\mu\text{m}$ (violett), $r_{eff} = 10\mu\text{m}$ (orange) und $r_{eff} = 5\mu\text{m}$ (grün) anhand $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ (a) und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ (b).	52
9.5	Transmissivität als Funktion der optischen Dicke für $r_{eff} = 15\mu\text{m}$ (violett), $r_{eff} = 10\mu\text{m}$ (orange) und $r_{eff} = 5\mu\text{m}$ (grün) anhand $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ (a) und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ (b).	52

9.6	A, R, T in Abhängigkeit der Wellenlänge für den mikrophysikalisch homogenen Fall (a, b, c) und inhomogen Fall (d, e, f) mit (schwarz) und ohne (rot) Horizontaltransport.	53
9.7	Horizontaltransport in Anhängigkeit der Wellenlänge für die Box 1 ($r_{eff} = 15\mu\text{m}$, $\tau = 15$) aus Abbildung 9.1 anhand $\theta = 15^\circ$	54
9.8	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 15^\circ$ mit Horizontaltransport. . . .	55
9.9	Differenzen in A, R und T (Homogen (Fall 1) - Inhomogen (Fall 2)) in Abhängigkeit der Wellenlänge mit (orange) und ohne (schwarz) Horizontaltransport anhand $\theta = 15^\circ$. Im linken Bildbereich sind die Modellskizzen des Vergleiches zwischen ICA (oben) und mit Horizontaltransport (unten) zur Veranschaulichung dargestellt.	56
9.10	Horizontaltransport in Anhängigkeit der Wellenlänge für die Box 1 ($r_{eff} = 15\mu\text{m}$, $\tau = 15$) aus Abbildung 9.1 anhand $\theta = 75^\circ$	57
9.11	Modellskizze des 2D homogenen (3) und inhomogenen (4) Falles.	58
9.12	Absorptivität in Abhängigkeit der Wellenlänge und die Differenzen für Vergleich 1 (a,b) und Vergleich 2 (c,d).	59
9.13	Absorptivität in Abhängigkeit der Wellenlänge für den mikrophysikalischen inhomogenen Fall 4 mit (blau) und ohne (grün) Horizontaltransport. . . .	60
9.14	Horizontaltransporte in Abhängigkeit der Wellenlänge für $\theta = 15^\circ$ (a und b) und 75° (c und d). Vergleichen werden die Transporte der Einzelboxen der Fälle 2 und 4: Box 1 mit $r_{eff}=15\mu\text{m}$ für $\tau = 15$ (schwarz) und $\tau = 12$ (rosa) sowie Box 2 mit $r_{eff}=5\mu\text{m}$ für $\tau = 5$ (schwarz) und $\tau = 8$ (rosa). . . .	60
10.1	Dreidimensionale Form des aus der Flugzeugmessung vom 05.09.2001 und dem Wolkengenerator CLABAUTAIR (Scheirer und Schmidt (2004)) entstandenen Wolkenfeldes. Die Abbildung ist aus persönlichen Mitteilungen von Dr. R. Scheirer.	64
10.2	Optische Dicke des 3D-Wolkenfeldes	65
10.3	Absorptivität des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b) anhand $\lambda = 1.6\mu\text{m}$	66
10.4	Differenz der Absorptivität (homogen - inhomogen) anhand $\lambda = 1.6\mu\text{m}$	66
10.5	Absorptivität des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b) anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$	67
10.6	Differenz der Absorptivität (homogen - inhomogen) anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$	68
10.7	Absorptivität breitbandig des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b)	68
10.8	Differenz der Absorptivität breitbandig (homogen - inhomogen)	69
10.9	Absorptivität des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes (a) und ICA (b) anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$	70
10.10	Differenz der Absorptivität (ICA - 3D-inhomogen) anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$	71
10.11	Horizontaltransport des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$	71

10.12	Absorption versus Horizontaltransport anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$	72
10.13	Absorptivität breitbandig des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes (a) und ICA (b)	72
10.14	Differenz der Absorptivität breitbandig (ICA - 3D-inhomogenen).	73
B.1	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 30^\circ$	86
B.2	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 45^\circ$	87
B.3	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 60^\circ$	88
B.4	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 75^\circ$	89
C.1	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 15^\circ$	92
C.2	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 30^\circ$	93
C.3	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 45^\circ$	94
C.4	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 60^\circ$	95
C.5	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 75^\circ$	96

Tabellenverzeichnis

5.1	Asymmetrieparameter g.	25
5.2	Optische Parameter aus den Verteilungen.	28
8.1	Gesamtüberblick der Abweichungen (breitbandig) vom homogenen Fall für jeden Sonnenstand bezüglich Fall A und Fall C, ('+') = Unterschätzung, ('-') = Überschätzung.	42
8.2	Vergleich A und R (breitbandig) der Fallbeispiele für unterschiedliche optische Dicken ($\tau = 3.4$ und $\tau = 34$).	43
8.3	Differenzen A und R (breitbandig) der Fallbeispiele zum homogenen Fall A für unterschiedliche optische Dicken ($\tau = 3.4$ und $\tau = 34$).	44
9.1	Absorptivität als Funktion der Wellenlänge für die mikrophysikalischen homogenen Fälle (1 und 3)	61
A.1	Wellenlängenbereiche, betrachtete Wellenlängen, Wichtungsfaktoren und solare Strahlungsflüsse, \sum Strahlungsfluss = 1358.363 W/m^2	78
A.2	A und R für Fall A breitbandig anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).	78
A.3	A und R für Fall C breitbandig anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).	79
A.4	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 0^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).	79
A.5	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 0^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).	80
A.6	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 30^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).	80
A.7	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 30^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).	81
A.8	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 45^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).	81
A.9	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 45^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).	82
A.10	A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).	82

A.11 A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).	83
--	----

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Einfluss der Mikrophysik auf den solaren Strahlungstransport untersucht. Es werden mikrophysikalische Flugzeugmessungen von Wolkentropfengrößenverteilungen verwendet, aus denen die optischen Eigenschaften bestimmt werden. Unter Verwendung eines Monte-Carlo Strahlungstransportmodells wurden die Unterschiede in der Absorption, Reflexion und Transmission zwischen der Annahme vertikal und horizontal homogen und inhomogen verteilter Mikrophysik spektral aufgeschlüsselt und breitbandig herausgestellt.

Die Untersuchungen der vertikal-variablen Mikrophysik anhand einer 1D-Säule haben gezeigt, dass die Absorptivität der Säule größer ist, wenn die Wolkentropfengrößenverteilungen mit größeren Effektivradien in den höheren Schichten liegen. Umgekehrt gilt dies für Verteilungen mit kleineren Effektivradien, die eine höhere Reflexivität aufweisen. Außerdem ist eine starke Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel zu verzeichnen.

In der Fallstudie der horizontal-variablen Mikrophysik ist anhand eines 2D-Wolken-Modells demonstriert worden, dass das nicht-lineare Verhalten der Absorptivität mit der optischen Dicke dazu führt, dass im mikrophysikalisch-homogenen Fall die Absorption mit zunehmender Wellenlänge überschätzt wird, obwohl der Horizontaltransport die Absorption im mikrophysikalisch-inhomogenen Fall erhöht.

In dem Vergleich zwischen einem 3D-homogenen Wolkenfeld und der korrekten 3D-Lösung wird die Absorptivität vor allem in optisch dicken Regionen spektral aufgeschlüsselt und breitbandig unterschätzt.

Abkürzungen

1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
A	Absorptivität
BBC	Baltix Bridge Campaign
CLIWA-NET	Cloud Liquid Water Network
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FSSP 100	Forward Scattering Spectrometer Probe 100
FAST-FSSP	Fast Forward Scattering Spectrometer Probe
GCM	Global Circulation Model
I3RC	Intercomparsion of 3D Radiation
ICA	Independent Column Approximation
IfM-Geomar	Leibniz Institut für Meereswissenschaften
IfT	Institut für Troposphärenforschung Leipzig
L1, L2	Linsensystem 1, 2
LWC	Liquid Water Content
MC-UNIK	Monte Carlo Universität Kiel
M-FAST-FSSP	Modified Fast Forward Scattering Spectrometer Probe
P	Prisma
P1, P2	Photodetektor 1 und 2
PVM 100A	Particle Volume Monitor 100A
R	Reflexivität
r_{eff}	Effektivradius
T1	Strahlenteiler 1
T	Transmissivität
ST	Strahlungstransport
STG	Strahlungstransportgleichung
SZW	Sonnenzenitwinkel
UTC	Coordinated Universal Time

Kapitel 1

Einleitung

Der mikrophysikalische Zustand einer Wolken wird durch die Größe, Konzentration, Phase und Geometrie der Wolkenpartikel beschrieben. Diese Eigenschaften sind von der Art der Wolkenentstehung, den Umgebungsparametern, den wolkeninternen Wachstumsvorgängen und der Höhe in der Atmosphäre abhängig. Die Mikrophysik der Wolken ist somit hochgradig variabel in Raum und Zeit. Eine Vielzahl an Momentaufnahmen hat gezeigt, dass tiefe Wolken aufgrund der atmosphärischen Temperaturschichtung in der Regel aus Wassertropfen bestehen. Sie sind annähernd sphärisch und liegen im Größenbereich zwischen $\approx 1 \mu\text{m}$ und $\approx 20 \mu\text{m}$. In einigen mittelhohen Wolken mit Temperaturen unter -20°C koexistieren unterkühlte Wassertropfen und Eiskristalle. Erst in den hohen Wolken mit Temperaturen unter -40°C sind vorwiegend Eiskristalle vorhanden. Diese sind durch eine Vielfalt an Formen charakterisiert und über drei Größenordnungen (μm bis cm) ausgedehnt. Im Rahmen dieser Arbeit werden flugzeuggetragene Messungen von Wolkentropfengrößenverteilungen verwendet und wichtige mikrophysikalische Kenngrößen (Effektivradius, Flüssigwassergehalt) diskutiert. Es soll der Einfluss der Inhomogenität der Mikrophysik auf den Transport solarer Strahlung untersucht werden. Der solare Strahlungstransport wird nicht direkt mit den mikrophysikalischen Eigenschaften verbunden, es besteht aber eine wichtige Interrelation zwischen Partikelgröße, Phase, Geometrie und den Streueigenschaften der Partikel. In Kapitel 4 werden dazu die theoretischen Grundlagen der Streuung von Licht an atmosphärischen Partikeln beschrieben. Der Transport der solaren Strahlung ist daher nicht nur von der Geometrie und dem Bedeckungsgrad der Wolken abhängig, sondern auch von den mikrophysikalischen Eigenschaften, die inhomogen verteilt sind und die Streu- und Absorptionseigenschaften der Wolken charakterisieren. Ein entscheidender Zusammenhang zwischen der Mikrophysik und der Auswirkung auf die solare Strahlung ist erstmals von Twomey (1977) erkannt worden. Durch anthropogene Erhöhung der Aerosolkonzentration wachsen vermehrt kleine Wolkentropfen, die zu einer Erhöhung der Reflexivität solarer Strahlung führen (Cloud-Albedo-Effekt). Die Absorptivität ist durch Cess et al. (1995) in den Vordergrund getreten. Es wurde eine Diskrepanz zwischen der Absorption in Klimamodellen und Satellitenmessungen festgestellt, die bis heute nicht geklärt ist. Die Ergebnisse der Klimamodelle zeigen eine signifikante (30 bis 40 W/m^2) Unterschätzung

(anormale Absorption). Als Ursache kommen sowohl messtechnische Probleme als auch die Annahme planparalleler homogener Wolken in den Modellen in Frage. Letzteres ist derzeit ein wichtiger Bestandteil der Klimamodellierung, deren größte Fehlerquelle die Parametrisierung der Wolken ist (Stocker et al., 2001). Um diese verbessern zu können, müssen die Effekte der Inhomogenität der Mikrophysik auf den Strahlungstransport bekannt sein. Scheirer (2001) hat die resultierenden Strahlungsflüsse dreidimensionaler inhomogener Wolken mit denen der vereinfachten Annahme (horizontal-homogen) verglichen. Es wurde festgestellt, dass die horizontale Inhomogenität der Wolkenhydrometeore einen erheblichen Einfluss auf die kurzwelligen und breitbandigen solaren Strahlungsflüsse hat. Bei flachen Sonnenzenitwinkeln wurde die Absorption der planparallel horizontal-homogenen Wolken um 10 W/m^2 unterschätzt. Hohe Sonnenstände hingegen haben zu einer Überschätzung geführt. In Anlehnung an die Arbeit von Scheirer (2001) und Scheirer und Macke (2003) sollen auch hier Strahlungstransportrechnungen mittels der Monte-Carlo-Methode (Macke et al. (1999)) anhand eines mikrophysikalisch homogenen und inhomogenen Wolkenfeldes durchgeführt werden. Das verwendete dreidimensionale mikrophysikalisch inhomogene Wolkenfeld (Kapitel 10) wurde mit Hilfe des Wolkengenerators CLABAUTAIR (Scheirer und Schmidt (2004)) aus den Flugzeugmessungen erstellt. In dieser Arbeit soll exemplarisch und detailliert die Auswirkung der Inhomogenität der Mikrophysik auf die solare Strahlung erarbeitet werden. Dazu werden vorab die Streu- und Absorptionseigenschaften aller gemessenen Wolkentropfengrößenverteilungen diskutiert (Kapitel 5). Und anhand einer aus den Messungen implementierten 1D-Säule wird der Einfluss der vertikal variablen Mikrophysik verdeutlicht (Kapitel 7 und 8). Um den Effekt der horizontalen Homogenisierung hervorzuheben, ist unabhängig von der gemessenen Mikrophysik eine Fallstudie anhand 2D-Wolken durchgeführt worden (Kapitel 9). Im letzten Ergebnisteil (Kapitel 10) wird das verwendete dreidimensionale mikrophysikalisch inhomogene Wolkenfeld horizontal homogenisiert und die Unterschiede zur korrekten 3D-Lösung werden diskutiert. In Hinblick auf die anormale Absorption und die Arbeit von Scheirer (2001) handelt der Schwerpunkt von den Unterschieden der Absorption der kurzwelligen Strahlung. Mit der Diskussion der Streu- und Absorptionseigenschaften und der systematischen Erweiterung der Dimensionen kann der Einfluss der inhomogenen Mikrophysik auf die solare Strahlung im Detail bewertet und begründet werden.

Kapitel 2

Mikrophysik der Wolken

Die Modellierung und Messung der Mikrophysik in Wolken ist aufgrund der räumlichen und zeitlichen Variabilität sehr kompliziert. Nur unter Verwendung unterschiedlicher Messgeräte ist es annähernd möglich, den Lebenszyklus, die Struktur und die Mikrophysik der Wolken zu dokumentieren. Innerhalb des Projektverbundes 4D-Wolken und CLIWA-NET, fand vom 01. August bis zum 30. September 2001 eine Feldmesskampagne BBC (Baltex Bridge Campaign) in Cabauw in den Niederlanden statt. Es wurden mikrophysikalisch-optische, ergänzende meteorologische und Strahlungsmessungen unter bewölkten Verhältnissen durchgeführt. Durch Vertikal- und Horizontalprofile wurde die zeitliche und räumliche Variabilität der mikrophysikalischen und Strahlungseigenschaften der Wolken erfasst. Diese Daten sind für Strahlungstransportrechnungen verwendet worden, um den Einfluss dreidimensionaler Wolkenstrukturen auf die Strahlung zu untersuchen und um Wolkenparametrisierungen zu verbessern (Crewell et al. (2004)). Der Projektteilnehmer IfT (Institut für Troposphärenforschung Leipzig) hat durch flugzeuggetragene Messungen die Wolkentropfengrößenverteilungen, den Flüssigwassergehalt und den effektiven Tropfenradius der Wolken bestimmt. Die in dieser Arbeit verwendeten gemessenen Tropfengrößenverteilungen beziehen sich auf den Messflug vom 05.09.2001, der am Vormittag (8:45-10:28 UTC) stattfand. Während dieser Messung sind Vertikalprofile erstellt worden und dementsprechend ist von der Wolkenunter- bis zur Oberkante oder umgekehrt gemessen worden. In Abbildung 2.1 ist die geographische Einordnung der Flugroute dargestellt. Entlang der Trajektorie entsprechen die blau gekennzeichneten Bereiche den durchflogenen Wolken. Es wurden sechs relevante Wolkenvertikalprofile gemessen, von denen vier reine Wasserwolken waren.

2.1 Flugzeuggetragene Messgeräte

Für die Messung der Tropfengrößenverteilung wurde das optische Messgerät FAST FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe) verwendet, welches eine verbesserte Version des kommerziell erhältlichen FSSP-100 benutzt. Der optische Aufbau beider Messgeräte ist gleichermaßen konstruiert und für die Messung sphärischer Partikel entwickelt worden. In Abbildung 2.2 ist die prinzipielle Funktionsweise dargestellt. Durch das Lin-

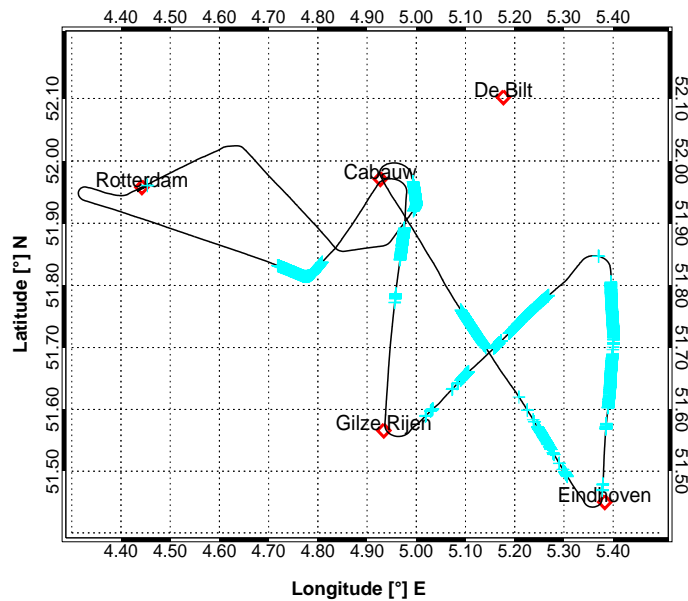


Abbildung 2.1: geographische Einordnung der Flugroute vom 05.09.2001, Start-, Landezeit: 8:45-10:28 UTC, blau markierte Bereiche entsprechen durchflogenen Wolken.

sensystem L1 wird ein Laserstrahl in den Messkanal fokussiert, welcher von den Wolkentropfen durchströmt wird. Das von den Partikeln vorwärtsgestreute Laserlicht wird durch ein Prisma P umgelenkt, im Linsensystem L2 gesammelt und auf den Strahlenteiler T1 fokussiert. Der direkte Laserstrahl wird am Prisma P1 ausgeblendet. Das an T1 geteilte Laserlicht wird von den Photodetektoren P1 und P2 detektiert. Der Photodetektor P1 berechnet die Maximalspannung der Intensität des vorwärtsgestreuten Laserlichts und zählt so die durchströmten Tropfen. Da die Intensität der Vorwärtstreuung unter anderem von der Partikelgröße abhängig ist, wird eine Einteilung in Wolkentropfengrößenklassen ermöglicht (Mie-Theorie, vgl. Kap. 4.1.2). Der messbare Größenbereich liegt zwischen $2\text{ }\mu\text{m}$ bis $50\text{ }\mu\text{m}$ Tropfendurchmesser und die Tropfen werden in 255 Größenklassen eingeteilt. P2 detektiert nur in einem bestimmten Winkelbereich und definiert so ein Längenintervall, aus dem die Wolkentropfen zu einer Größenverteilung gezählt werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich bei Dye und Baumgardner (1984). Im Unterschied zum FSSP-100 benutzt das FAST-FSSP eine digitale Schaltechnik und die Photodetektoren werden durch Photodioden mit unterschiedlichen Durchmessern ersetzt (Schmidt (2004)). Der Flüssigwassergehalt und die effektive Oberfläche der Tropfenpopulationen werden mittels des direkt-integrierenden Messgeräts PVM-100A (Particle Volume Monitor) gemessen. Dies wird durch zwei optische Filter realisiert, die das vorwärtsgestreute Signal gewichten (im Detail: Gerber (1991), Wendisch et al. (2002b)). Der effektive Radius kann aus den beiden Messgrößen ermittelt werden (Kapitel 2.2). Abbildung 2.3 zeigt beide Messgeräte des IFT Leipzig, welche am Messflugzeug befestigt sind. Links im Bild ist das PVM-100A und rechts eine modifizierte Version des FAST-FSSP (Schmidt (2004)) abgebildet. Anzumerken ist, dass man aus der in-situ Messung

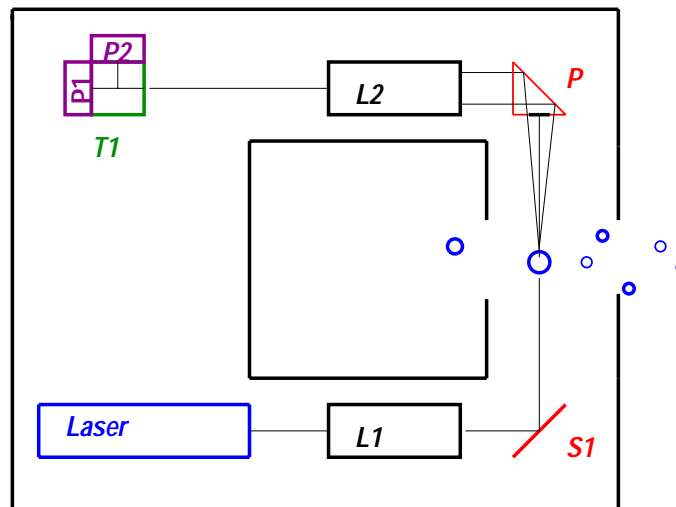


Abbildung 2.2: Prinzipskizze des FSSP-100, FAST-FSSP (nach Dye und Baumgardner (1984)).



Abbildung 2.3: PVM-100A, M-Fast-FSSP, das Foto basiert auf persönlichen Mitteilungen von Dr. S. Schmidt und Dr. M. Wendisch, Institut für Troposphärenforschung, Leipzig.

keine Informationen über die gesamte räumliche Struktur und zeitliche Entwicklung der Wolke erhält. Die Messungen repräsentieren Momentaufnahmen der Mikrophysik der Wolke entlang der Flugtrajektorie.

2.2 Mikrophysikalische Größen

Aus den Wolkentropfengrößenverteilungen lassen sich mikrophysikalische Größen ableiten, die das Streu- und Absorptionsverhalten der Wolke bestimmen. Der wichtigste Parameter ist der Effektivradius (r_{eff}), denn zum einen charakterisiert er die Wolkentropfengrößenverteilung und zum anderen hat er den größten Einfluss auf die Strah-

lungsgrößen (Kapitel 5). Der Effektivradius ist das Verhältnis aus dem zweitem und dem drittem Moment der Größenverteilung:

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} r^3 n(r) dr}{\int_{r_1}^{r_2} r^2 n(r) dr} \quad (2.1)$$

$n(r)dr$ ist die Tropfenzahl pro Einheitsvolumen im Intervall $r + dr$, r_1, r_2 sind kleinster und größter Radius der Verteilung. In Abbildung 2.4 ist eine gemessene Größenverteilung des Fast-FSSP dargestellt. Die gemessenen Tropfen werden nach ihren Durchmessern in 255 Größenklassen eingeteilt. Abgebildet ist diese Einteilung bezüglich der Radien. Die Schwankungen in der Verteilung sind einerseits natürlich und andererseits auf

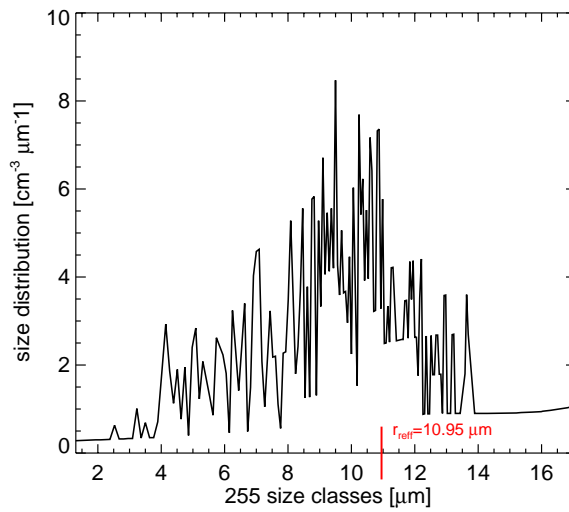


Abbildung 2.4: FFSSP-Messung einer Größenverteilung [$\mu\text{m}^{-1}\text{cm}^{-3}$] in Abhängigkeit der 255 Größenklassen (Radien) [μm]. $r_{\text{eff}} = 10.95\mu\text{m}$.

die Messzeit (eine Sekunde) und die technische Umsetzung zurückzuführen (Schmidt (2004)). Der effektive Radius der Verteilung beträgt $r_{\text{eff}} = 10.95\mu\text{m}$. In der Strahlungstransportmodellierung werden häufig die Streueigenschaften der Partikel aus standard-analytischen Größenverteilungen berechnet. Es ist wichtig, den Einfluss verschiedener Verteilungen auf die Streuparameter zu kennen, weil dann umgekehrt von der Information der Streueigenschaften auf die Wolkentropfengrößenverteilungen rückgeschlossen werden kann. Die Rückgewinnung dieser Informationen ist notwendig in der Wolkenfernerkundung. Eine mögliche analytische Verteilung ist die von Hansen (1971b):

$$n(r) = c r^{(1-3b)/b} e^{-r/ab} \quad (2.2)$$

denn die Eigenschaften der Verteilung sind:

$$a = r_{\text{eff}} \quad (2.3)$$

$$b = v_{\text{eff}} \quad (2.4)$$

Die effektive Varianz v_{eff} ist in Anlehnung an die Breite einer gemessenen Verteilung wie folgt definiert:

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{\pi r^2 r_{\text{eff}}^2} \int_{r_1}^{r_2} (r - r_{\text{eff}})^2 \pi r^2 n(r) dr' \quad (2.5)$$

Die Standard-Verteilung (Gl. 2.2) ist eine Variation der Gamma-Verteilung, sie wird daher als Standard-Gamma-Verteilung bezeichnet. Die Normierungskonstante c ist für die Gesamtpartikelzahl pro Einheitsvolumen durch die Gamma-Funktion definiert (Hansen und Travis (1974)). In Abbildung 2.5 ist eine nach Gleichung 2.2 berechnete Verteilung dargestellt mit $c = 1$, Effektivradius $r_{\text{eff}} = 9.48 \mu\text{m}$ und der effektiven Varianz $v_{\text{eff}} = 0.15$, die so oft in der Literatur gewählt ist (Han et al. (1994)). Im Gegensatz zur gemessenen

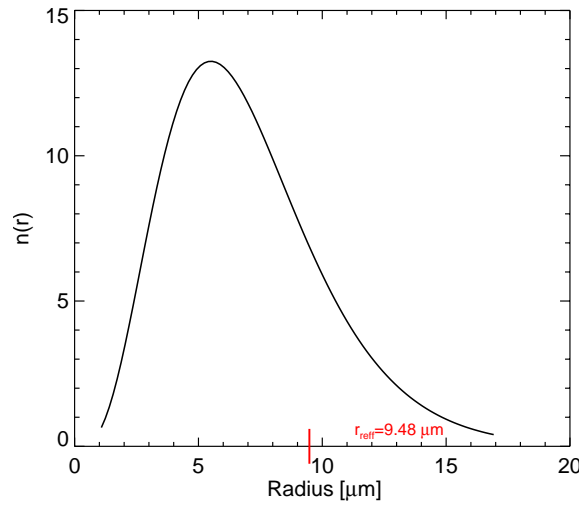


Abbildung 2.5: Standard-Gamma-Größenverteilung $n(r)$ in Abhängigkeit vom Radius r [μm] nach Hansen (1971b) berechnet mit $c=1$, $r_{\text{eff}} = 9.48 \mu\text{m}$ und $v_{\text{eff}} = 0.15$.

Verteilung (Abb. 2.4) ist die analytische Verteilung kontinuierlich und ihr Maximum liegt bei den kleineren Tropfen. In der Auswertung der Streu- und Absorptionseigenschaften, die aus gemessenen Verteilungen berechnet werden (Kapitel 5), findet ein Vergleich mit den Eigenschaften analytischer Verteilungen statt. Eine weitere wichtige Größe ist der Flüssigwassergehalt LWC (Liquid Water Content) in [g cm^{-3}]; er gibt die Massenkonzentration der flüssigen Wassertropfen an:

$$\text{LWC} = \frac{4}{3} \pi \rho_w \int_{r_1}^{r_2} r^3 n(r) dr \quad (2.6)$$

mit ρ_w der Dichte von Wasser.

Kapitel 3

Mikrophysikalische Eigenschaften von Wolkentropfen

Anhand vieler in-situ Messungen ist gezeigt worden, dass einige Wolkenkategorien (z. B. Stratus, Stratocumulus) eine Systematik bezüglich der vertikalen Verteilung des Effektivradius zeigen. Vertikalprofile von Wolken, die durch adiabatische oder pseudoadiabatische Abkühlung entstanden sind, weisen eine annähernd lineare Zunahme des Effektivradius mit der Höhe auf. Das Tropfenwachstum ist durch schwache Vertikalbewegung vorwiegend durch Kondensationsprozesse bedingt. In gering verschmutzten maritimen stratiformen Wolken nimmt auch der Flüssigwassergehalt mit der Wolkenhöhe zu, welche eher durch die Tropfengröße als durch die Konzentration bedingt ist (Miles et al. (2000)).

3.1 Effektivradius und Flüssigwassergehalt

Die Auswertung der gemessenen Tropfengrößenverteilungen hinsichtlich des Effektivradius und Flüssigwassergehaltes zeigt ebenfalls diese Systematik in den Vertikalprofilen. In Abbildung 3.1 sind Effektivradius (Abb.(a)) und LWC (Abb.(b)) in Abhängigkeit von der Höhe und Flugzeit dargestellt. Die schwarze Kurve ist die Flughöhe in Abhängigkeit von der Zeit in Sekunden. Es wird deutlich, dass mit zunehmender Flughöhe die größeren Effektivradien in den höheren Schichten gemessen worden sind (Abb.(a)). Auch die maximal gemessenen LWC-Werte sind in diesen zu verzeichnen. Das bedeutet, dass die größeren Wolkentropfen in den höheren Wolkenschichten auch den größeren Flüssigwassergehalt aufweisen. Es fällt allerdings auf, dass die Größenordnungen des LWCs in Bezug auf die Vertikalprofile der Effektivradien variieren. Die zwei ersten Profile der Effektivradien (nach 1300 und 2000 Sekunden Flugzeit) zeigen ein ähnliches Verhalten. Der zugehörige LWC des zweiten Profils weist trotz der Zunahme mit der Höhe geringere Werte auf. In Abbildung 3.2 sind beide Größen gegeneinander aufgetragen. Trotz der Fälle mit großen Effektivradien und geringem LWC wird deutlich, dass mit wachsendem Effektivradius die Streuung breiter wird. Das heißt, sie umfasst größere LWC-Bereiche. Die Abhängigkeit, dass größere Effektivradien auch die höheren LWC-Werte aufweisen,

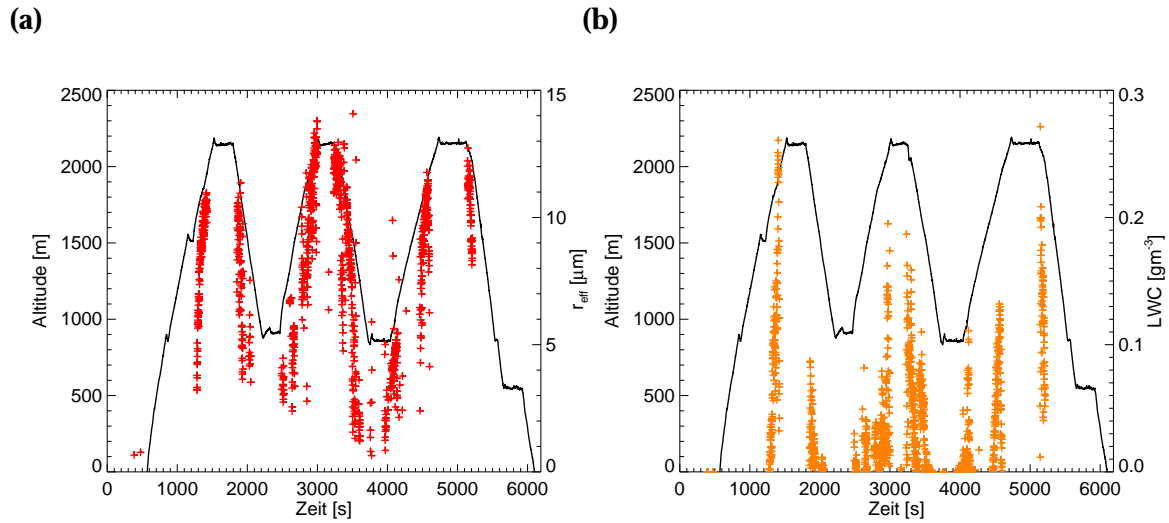


Abbildung 3.1: (a) Effektivradius [μm] in Abhängigkeit von der Höhe [m] und Messzeit [s], (b) LWC [gm^{-3}] in Abhängigkeit von der Höhe [m] und Flugzeit [s], Flughöhe (schwarz) in Abhängigkeit von der Flugzeit [s].

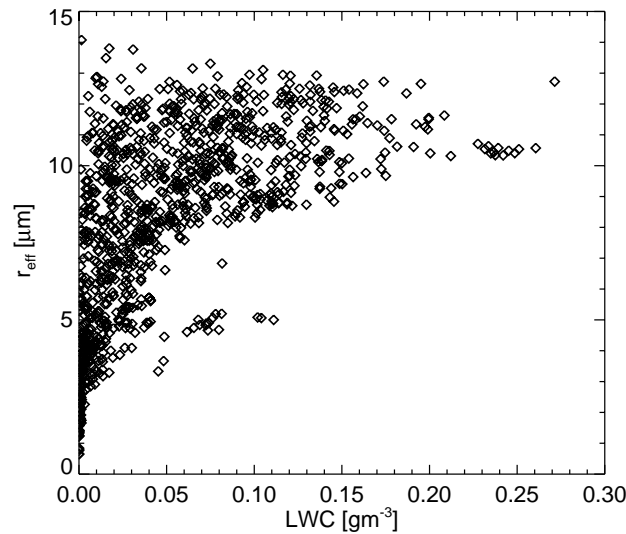


Abbildung 3.2: LWC [gm^{-3}] versus Effektivradius [μm].

ist bei der Berechnung des Effektivradius aus dem Flüssigwassergehalt unter der Annahme einer Standard-Gamma-Verteilung (vgl. Gl. 3.1) wichtig. Denn die Verwendung der Standard-Gamma-Verteilung mit der konstanten effektiven Varianz $v_{\text{eff}} = 0.15$ (Han et al. (1994)) führt zu:

$$r_{\text{eff}} = \left(\frac{\text{LWC}}{k \rho_w N} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.1)$$

N ist die Gesamtpartikelzahl, ρ_w die Dichte von Wasser und k eine Konstante, die sich aus v_{eff} berechnet:

$$k = 4\pi \left(\frac{1 - v_{\text{eff}}}{1 - 2v_{\text{eff}}} \right), \quad v_{\text{eff}} = 0.15 \quad (3.2)$$

Mit dieser Approximation führen höhere gemessene LWC-Werte zu größeren Effektivradien. Diese Annahme wird durch die breitere Streuung in Abbildung 3.2 bestätigt.

In der Auswertung der Mikrophysik der Flugzeugmessung ist gezeigt worden, dass der Effektivradius der durchflogenen Wolken mit der Höhe zunimmt. Diese Systematik ist in Horizontalprofilen nicht gegeben. Selbst in stratiformen Wolken ist der LWC und Effektivradius entlang horizontaler Strecken hochgradig variabel. Die mikrophysikalischen Eigenschaften (Verteilungen, Partikelgröße) aus der Messung sollen in dieser Arbeit die Grundlage für die Untersuchung der Wolkenstrahlungseigenschaften sein (vgl. Kap. 7, 8 und 10). Um den Einfluss der Mikrophysik auf die solare Strahlung untersuchen zu können, müssen die Streu- und Absorptionseigenschaften der Partikel bekannt sein. Diese beziehen sich auf die Theorie der Streuung von Licht an einer Kugel, die im nächsten Kapitel erläutert wird.

Kapitel 4

Optische Eigenschaften atmosphärischer Extingenten

Die optischen Eigenschaften atmosphärischer Extingenten spielen eine entscheidende Rolle hinsichtlich der Untersuchung von Wolkenstrahlungseigenschaften. Atmosphärische Extingenten sind Luftmoleküle, Aerosole, Eiskristalle, Wolken- und Regentropfen. Sie beeinflussen die elektromagnetische Strahlung der Sonne durch ihr Streu- und Absorptionsverhalten, welches sich wiederum auf die Strahlungsbilanz der Erde auswirkt.

4.1 Streuung

Licht wird durch die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen beschrieben. Trifft eine elektromagnetische Welle auf einen Streupartikel, so wird aufgrund der unterschiedlichen elektromagnetischen Eigenschaften des Partikels im Vergleich zum umgebenen Medium (Dielektrizität, magnetische Permeabilität) die elektromagnetische Welle in ihrer Ausbreitung gestört. Diese Störung bewirkt zum einen eine Reduzierung der Wellenamplitude und zum anderen entsteht eine zweite vom Streupartikel ausgehende Kugelwelle. Die Energie dieser entspricht der gestreuten Energie. Die Gesamtenergieabnahme entspricht der Extinktion und die Differenz beider ist die Absorption. Sofern die Streukörper sphärisch sind, kann unter Verwendung der Maxwell-Gleichungen eine analytisch exakte Lösung der Wellengleichung formuliert werden. Diese wird durch die Mie-Theorie beschrieben (vgl. Kap. 4.1.2). Die Streuung an großen nichtsphärischen Teilchen (z.B. Eiskristalle) wird näherungsweise durch die geometrische Optik (vgl. Kap. 4.1.4) erklärt und die an Luftmolekülen durch die Rayleigh-Streuung (vgl. Kap. 4.1.3).

4.1.1 Streugeometrie

In der theoretischen Herleitung der Streueigenschaften wird die Winkelnotation aus Liou (2002) verwendet. Die Abbildung 4.1 zeigt die Beziehung zwischen Streu- (Θ), Zenith- (θ, θ') und Azimuthwinkeln (ϕ, ϕ') im sphärischen Halbraum, die die einfallende (" In ") zur getreuten Richtung (" Out ") beschreiben. In der Mie-Theorie (Kapitel 4.1.2) wird

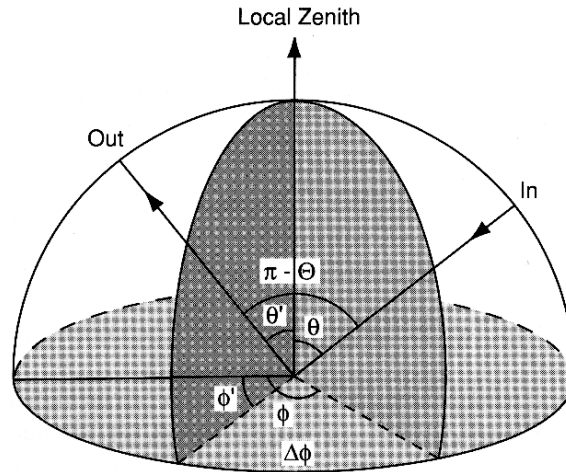


Abbildung 4.1: Winkelnotation aus Liou (2002).

ein Einfachstreuprozess behandelt und der Streuwinkel mit (θ) bezeichnet.

4.1.2 MIE-Streuung

Die Mie-Theorie bietet eine exakte Lösung für die Streuung an sphärischen Partikeln. Mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen und unter der Annahme ebener elektromagnetischer Wellen kann folgende Aussage gemacht werden (Liou (2002)):

Der elektrische Vektor und die magnetische Induktion in einem homogenen Medium genügen der vektoriellen Wellengleichung der Form:

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 m^2 \mathbf{A} = 0 \quad (4.1)$$

wobei \mathbf{A} der elektrische \mathbf{E} oder magnetische \mathbf{H} Feldvektor sein kann. Die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda (= \omega/c)$ beschreibt die Ausbreitung der Welle im Vakuum und λ die Wellenlänge. Der komplexe Brechungsindex $m = \sqrt{\epsilon\mu}$ des Mediums ergibt sich aus den Materialeigenschaften Dielektrizität ϵ und Permeabilität μ . Der Realteil kennzeichnet das Streu- und der Imaginärteil das Absorptionsvermögen (Kapitel 4.2).

Die vektorielle Wellengleichung lässt sich mit der erzeugenden Funktion ψ auf eine skalare Wellengleichung zurückführen:

$$\nabla^2 \psi + k^2 m^2 \psi = 0 \quad (4.2)$$

In Kugelkoordinaten ($x = r \sin \theta \cos \phi$, $y = r \sin \theta \sin \phi$, $z = r \cos \theta$) hat sie die Form:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + k^2 m^2 \psi = 0 \quad (4.3)$$

Durch den Ansatz

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\phi) \quad (4.4)$$

lässt sich die Gleichung (4.3) separieren und die Wellengleichung zerfällt in drei unabhängige gewöhnliche Differentialgleichungen zweiter Ordnung, deren Lösungen zu finden sind. Nach Hansen und Travis (1974) erhält man die Lösung für das elektromagnetische Fernfeld (Abstand r zum Streukörper $\gg \lambda$) der Streustrahlung durch eine Multipolentwicklung. Daraus resultieren die Amplitudenfunktionen der gestreuten Welle:

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n + b_n \tau_n] \quad (4.5)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n + a_n \tau_n] \quad (4.6)$$

Die Koeffizienten der Polentwicklung a_n und b_n setzen sich aus Ricatti-Besselfunktionen und deren Ableitungen zusammen (van de Hulst (1957)). Sie sind abhängig von dem Quotienten aus komplexen Brechungsindex des Streukörpers und dem Brechungsindex von Luft. Die Legendre-Polynome π_n , τ_n sind abhängig vom Streuwinkel und durch Rekursionsformeln lösbar. Physikalisch betrachtet entsprechen die einzelnen Summanden den Multipolstrahlungen der verschiedenen Ordnungen. Zum Beispiel beschreibt der Koeffizient a_1 das Ergebnis für elektrische Dipol-Strahlung. Dieser überwiegt, wenn die Partikelgröße klein gegen die Wellenlänge ist, was bedeutet, dass Rayleigh-Streuung vorliegt (Kapitel 4.1.3). Die Koeffizienten b_n beziehen sich auf die magnetische Multipol-Strahlung. Die Multipolentwicklung führt zur Bestimmung des Extinktionsquerschnitts σ_{ext} , der abhängig von den Koeffizienten der Polentwicklung a_n und b_n ist (van de Hulst (1957)):

$$\sigma_{\text{ext}} = \pi R^2 Q_{\text{ext}} = \frac{2\pi R^2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (4.7)$$

$\chi = 2\pi R/\lambda$ bezeichnet den Mie-Größenparameter, der das Verhältnis zwischen Radius R des Streupartikels und der Wellenlänge λ angibt.

Die Extinktionseffizienz Q_{ext}

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{\chi^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (4.8)$$

ist der Quotient aus dem Extinktionsquerschnitt σ_{ext} und dem geometrischen Wirkungsquerschnitt des Streukörpers πR^2 :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{\pi R^2} \quad (4.9)$$

Mit wachsendem Mie-Größenparameter konvergiert Q_{ext} gegen den Wert 2 (vgl. Abb. 5.1 a). Um die Intensität der einfallenden \mathbf{I}_0 zur gestreuten Strahlung \mathbf{I} auszudrücken, wird der Zustand der gestreuten Welle mittels des Stokes-Vektors ($\mathbf{I} = (I, Q, U, V)$) beschrieben. Die erste Komponente I ist die Intensität der Welle und Q, U, V stellen ihren Polarisationszustand dar. Eine Verknüpfung zwischen \mathbf{I} und \mathbf{I}_0 ist über die Streumatrix \mathbf{S} gegeben:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{21} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Sie beschreibt die Streuung von Licht an einer Kugel und ihre Elemente sind durch die Reihenentwicklung gegeben:

$$S_{11} = \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2) \quad (4.11)$$

$$S_{12} = \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2) \quad (4.12)$$

$$S_{33} = \frac{1}{2}(S_2^* S_1 + S_2 S_1^*) \quad (4.13)$$

$$S_{34} = \frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) \quad (4.14)$$

S_1, S_2 beziehen sich auf die Gleichungen (4.5), (4.6) und den komplex konjugierten Werten S_1^*, S_2^* . Außerdem gilt die Beziehung:

$$S_{11} = \sqrt{S_{12}^2 + S_{33}^2 + S_{34}^2} \quad (4.15)$$

Die Winkelverteilung der Intensität und der Polarisation der gestreuten Strahlung gibt die Streuphasenmatrix $\mathbf{P}(\theta)$ an; sie ist proportional zur Streumatrix \mathbf{S} .

$$\frac{\mathbf{S}}{k^2 r^2} = C \mathbf{P}(\theta) \quad (4.16)$$

Das erste Element der ersten Reihe und Spalte der Matrix $\mathbf{P}(\theta)$ ist die Phasenfunktion. Sie wird über den gesamten Raumwinkelbereich normiert und gibt somit die Gesamtwahrscheinlichkeit für einen Streuprozess an:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 1 \quad (4.17)$$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin\theta d\theta d\phi = d\Omega \quad (4.18)$$

$d\Omega$ ist das Raumwinkelement, abhängig von Zenit- (θ) und Azimuthwinkel (ϕ) bezüglich der Vorwärtsrichtung. Die Phasenfunktion ist vollständig analytisch lösbar und beschreibt die Verteilung der gestreuten Intensität im Raum. Häufig wird als Approximation der Asymmetrieparameter g benutzt, er beschreibt die Anisotropie der gestreuten Strahlung:

$$g = \langle \cos(\theta) \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos\theta \frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} \sin\theta d\theta d\phi \quad (4.19)$$

Durch die Normierung der Phasenfunktion ist g im Intervall $[-1,1]$. Für $g = 0$ ist die Streuung isotrop, dass heißt in alle Richtungen gleich. Wenn g positiv ist, wird mehr Licht in den vorderen Halbraum gestreut, θ liegt dann zwischen 0° und 90° . Bei negativen Werten ist die Streuung in den hinteren Halbraum größer.

Die Proportionalitätskonstante C aus Gleichung 4.16 berechnet sich durch die Normierung von $P_{11}(\theta)$ zu:

$$C = \sigma_s / (4\pi r^2) \quad (4.20)$$

wobei σ_s der Streuquerschnitt ist:

$$\sigma_s = \frac{1}{k^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} \sin\theta d\theta d\phi \quad (4.21)$$

Für die Mie-Phasenfunktion (Matrizelement P_{11}) ergibt sich somit:

$$\frac{P_{11}}{4\pi} = \frac{1}{2k^2\sigma_s} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) \quad (4.22)$$

Die Mie-Phasenfunktion ist durch die starke Vorwärtsstreuung charakterisiert. Diese nimmt mit der Streupartikelgröße zu (vgl. Abb. 5.3). Da die in der Atmosphäre befindlichen Partikel in Größenverteilungen über mehrere Größenordnungen ausgedehnt sind, wird die Mie-Phasenfunktion (vgl. Gl. 4.22) über die gesamte Verteilung integriert:

$$\frac{P_{11}}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} \sigma_s n(r) dr = \frac{1}{2k^2} \int_{r_1}^{r_2} (S_1(r) S_1^*(r) + S_2(r) S_2^*(r)) n(r) dr' \quad (4.23)$$

wobei $n(r)dr$ die Partikelzahl pro Einheitsvolumen im Intervall $r, r + dr$ ist und r_2, r_1 der maximale, minimale Radius der Größenverteilung.

Der Extinktionskoeffizient β_{ext} , integriert über die gesamte Verteilung,

$$\beta_{\text{ext}} = \int_{r1}^{r2} \sigma_{\text{ext}} n(r) dr = \int_{r1}^{r2} \pi r^2 Q_{\text{ext}} n(r) dr' \quad (4.24)$$

hat die Einheit [1/m]. Er gibt an, wie groß der Anteil des Lichts ist, der durch Streuung oder Absorption aus der Einfallsrichtung entfernt wird. Da die Extinktion die Summe aus Streuung (Index s) und Absorption (Index a) ist, gilt:

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_s + \sigma_a \quad (4.25)$$

$$Q_{\text{ext}} = Q_s + Q_a \quad (4.26)$$

$$\beta_{\text{ext}} = \beta_s + \beta_a \quad (4.27)$$

Hieraus ergibt sich die Einfachstreuualbedo ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_{\text{ext}}} = \frac{Q_s}{Q_{\text{ext}}} = \frac{\beta_s}{\beta_{\text{ext}}} \quad (4.28)$$

Die Einfachstreuualbedo stellt das Verhältnis gestreuter zu extingierter Strahlung dar. Dies bedeutet, dass keine Absorption vorliegt, wenn $\omega_0 = 1$ ist (vgl. Abb. 5.2).

4.1.3 RAYLEIGH-Streuung

Die Rayleigh-Streuung ist auf die Streuung von Sonnenlicht an Luftmolekülen beschränkt. Sie bedingt, dass die Partikelgröße der Streukörper sehr viel kleiner sein muss als die Anregungswellenlänge des einfallenden Lichts. In diesem Fall sollte der Mie-Größenparameter $x < 0,1$ sein. Es findet hier elastische Streuung von Photonen an punktförmigen Streuzentren ohne Energietransfer statt. Das unpolarisierte einfallende Sonnenlicht induziert ein oszillierendes elektrisches Dipolmoment. Somit wird das gegebenenfalls schon vorhandene Dipolmoment des Moleküls zu einem Gesamtdipolmoment überlagert. Dieses zeitlich veränderliche Dipolmoment wiederum dient als Quelle für elektromagnetische Strahlung. Die Abstrahlung wird als Hertzscher Dipol aufgefasst. Dieser wird durch das oszillierende elektrische Feld der einlaufenden Lichtwelle zu Schwingungen angeregt und produziert eine polarisierte elektromagnetische Welle, die gestreute Welle. Nach Liou (2002) gilt für die Intensität (I) der gestreuten Strahlung:

$$I = \frac{I_0}{r^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \quad (4.29)$$

wobei I_0 die Intensität und λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts bezeichnen. r ist die Distanz zwischen Dipol und Beobachtungspunkt, α die Polarisierbarkeit und Θ der Streuwinkel. Mit der Definition der Phasenfunktion (vgl. Gl. 4.17) ergibt sich die Phasenfunktion der Rayleigh-Streuung für unpolarisiertes Sonnenlicht zu:

$$P(\Theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\Theta)) \quad (4.30)$$

Die Abbildung 4.2 stellt die Rayleigh-Phasenfunktion in Abhängigkeit von Θ dar. Man er-

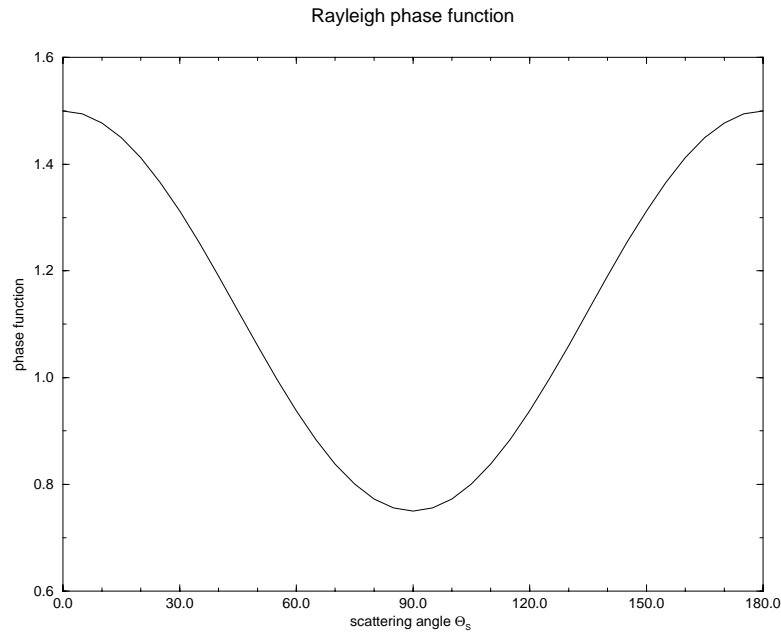


Abbildung 4.2: RAYLEIGH Phasenfunktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ .

kennt, dass die Rayleigh-Streuung Maxima in der Vorwärts- (0°) und Rückwärtsrichtung (180°) aufweist und das Minimum bei 90° liegt.

Durch Einsetzen der Rayleigh-Phasenfunktion in die Gleichung 4.29 folgt, dass die Winkelverteilung der getreuten Intensität $I(\Theta)$ direkt proportional zur Phasenfunktion ist:

$$I(\Theta) = \frac{I_0}{r^2} \alpha^2 \frac{128\pi^5}{3\lambda^4} \frac{P(\Theta)}{4\pi} \quad (4.31)$$

Sie ist abhängig von der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung und der Polarisierbarkeit α . Diese wird durch die Dispersion elektromagnetischer Wellen abgeleitet und beinhaltet den Brechungsindex der Moleküle. Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex wiederum ist nicht signifikant für die Berechnung der Intensität der Streuung. Daraus folgt, dass sich Gleichung 4.31 auf

$$I_\lambda \sim 1/\lambda^4 \quad (4.32)$$

reduziert. Diese inverse Proportionalität ist die direkte Konsequenz aus der Rayleigh-Streuung und die Erklärung des „blauen Himmels“. Das Spektrum der solaren Strahlung weist ihr Maximum im sichtbaren Wellenlängenbereich auf, zwischen $\lambda \approx 0.425 \mu\text{m}$

(= blaues Licht) und $\lambda \approx 0.650\mu\text{m}$ (= rotes Licht). Für die Beziehung 4.32 bedeutet dies, dass blaues Licht ungefähr zehnmal stärker gestreut wird als rotes Licht und so den Himmel blau erscheinen lässt. Wenn die Sonne tief am Horizont steht, ist die Weglänge der Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre länger und somit wird fast das gesamte blaue Licht weggestreut und es überwiegt der Anteil des gelben und roten Lichts. Der Sonnenuntergang erscheint somit erst gelb und dann rot.

4.1.4 Geometrische Optik

Findet Streuung an nicht-sphärischen Partikeln (z.B. an Eiskristallen) statt, wird die geometrische Optik angewendet. Sie bedingt, dass die Teilchen sehr viel größer sind als die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Dann kann man die Wellennatur des Lichts vernachlässigen und die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle wird durch Strahlen oder Strahlenbündel beschrieben. Somit ist die Gesamtstreuung abhängig von der Geometrie des Streukörpers, der Reflexion und Brechung der einfallenden Strahlen (Snelliussches Brechungsgesetz, Fresnel Formeln) sowie von der Beugung am Partikel (Liou (2002)).

4.2 Absorption

Der Imaginärteil des Brechungsindex $m_i(\lambda)$ ist ein Maß für die Absorption solarer Strahlung durch die atmosphärischen Extingenten:

$$m = m_r + im_i \quad (4.33)$$

Das heißt, wenn $m_i = 0$ ist, ist das Medium ein perfekter Reflektor. Die Abbildung 4.3 zeigt den Imaginärteil des Brechungsindex von Wasser als Funktion der Wellenlänge. Das Absorptionsvermögen von Wasser (impliziert Wolkentropfen) nimmt vom sichtbaren ($\lambda = 0.4\mu\text{m}$) bis in den Infrarot-Bereich insgesamt zu, wobei sich immer wieder deutliche Maxima hervorheben. Die unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen der ver-

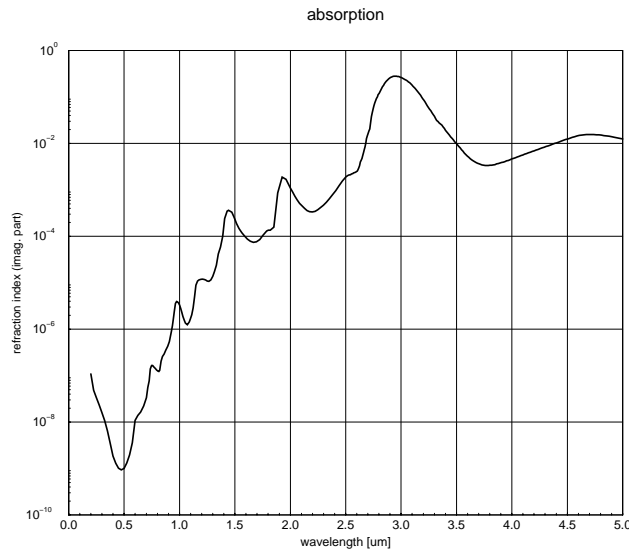


Abbildung 4.3: Imaginärteil des Brechungsindex von Wasser in Abhängigkeit der Wellenlänge λ in $[\mu\text{m}]$.

schiedenen Aerosole führen bei der Entstehung von Wolkentropfen zu Verunreinigungen und ändern den Brechungsindex und somit das Absorptionsverhalten. Dies erschwert die Untersuchung der Wolkenstrahlungseigenschaften (Twomey (1977)).

Kapitel 5

Optische Eigenschaften von Wolkentropfen

Hinsichtlich der Untersuchung von Wolkenstrahlungseigenschaften werden die optischen Parameter aller gemessenen Verteilungen bestimmt. Dazu liegt ein **MIE-PROGRAMM** von Bohren und Huffman (1983), modifiziert von Stefan Kinne, vor. Dieses Programm berechnet mit der Eingabe der gemessenen Verteilungen der Wolkentropfen, einer gewünschten Wellenlänge und dem zugehörigen Brechungsindex von Wasser die optischen Parameter und die Effektivradien der Verteilungen. Im Folgenden werden die Ergebnisse der optischen Parameter in Abhängigkeit der Effektivradien der gemessenen Verteilungen exemplarisch anhand der Wellenlänge $\lambda = 1.7\mu\text{m}$ diskutiert. Da der Imaginärteil des Brechungsindex von Wasser im sichtbaren Wellenlängenbereich (vgl. Abb. 4.3) sehr gering ist ($\omega_0 = 1$), ist eine Wellenlänge aus dem nahen Infrarot gewählt worden.

5.1 Optische Parameter

Abbildung 5.1 zeigt die Extinktionseffizienz Q_{ext} und den Asymmetrieparameter g in Abhängigkeit des Effektivradius in μm (vgl. Gleichung 4.8, 4.9, 4.19). Die Extinktionseffizienz Q_{ext} (Abb.(a)) weist eine Serie von Maxima und Minima in Form einer Wellenstruktur auf, welche mit größer werdenden Radien gedämpft wird. Diese Oszillation entsteht durch konstruktive und destruktive Interferenzeffekte, die durch Beugung und Transmission von Licht an einer Kugel hervorgerufen werden. Mit größer werdenden Effektivradien nähert sich Q_{ext} asymptotisch dem Wert 2 an. Dies impliziert, dass ein großer Partikel exakt die doppelte Menge an Licht streut, die sich aufgrund seines Streuquerschnitts ergibt. Man bezeichnet dieses Phänomen als Babinet'sches Paradoxon (Liou (2002)). Der Asymmetrieparameter g (Abb.(b)) weist ebenfalls eine Wellenstruktur auf, die aber weniger stark ausgeprägt ist. Die Maxima und Minima in g entstehen durch das gleiche physikalische Prinzip wie in Q_{ext} . Für große Partikel nähert sich die Kurve dem Wert 0.87 an, der sich auf die Phasenfunktion der geometrischen Optik bezieht (van de Hulst (1957)). Abbildung 5.2 zeigt die Einfachstreueralbedo ω_0 als Funktion des Effektivradius in μm (vgl. Gleichung 4.28). Man erkennt, dass die Absorption mit der Partikelgröße

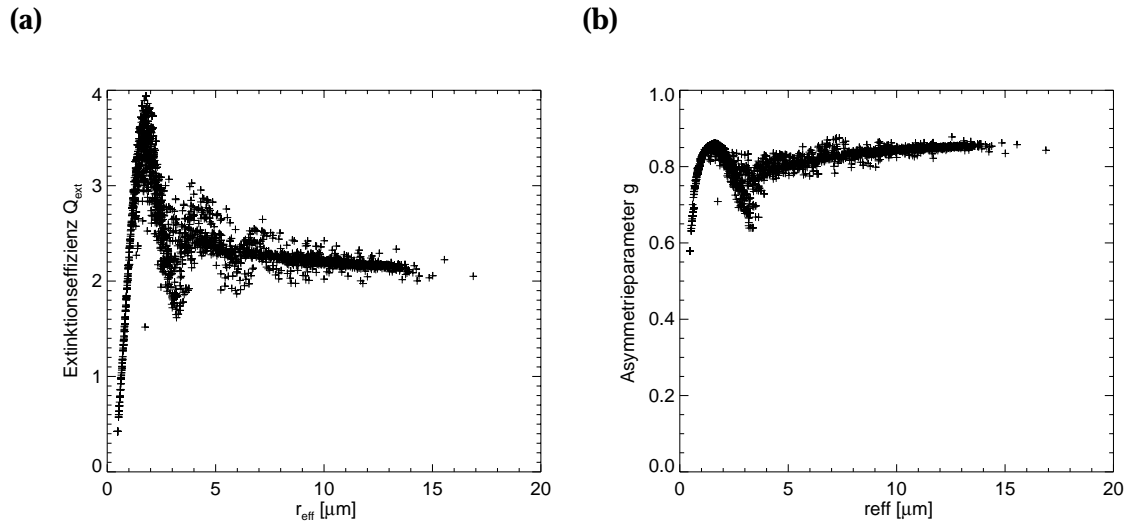


Abbildung 5.1: (a) Extinktionseffizienz Q_{ext} und (b) Asymmetrieparameter g in Abhängigkeit vom Effektivradius r_{eff} in μm . $\lambda = 1.7240 \mu\text{m}$ mit $m_r = 1.3140$, $m_i = 8.5500e - 05$.

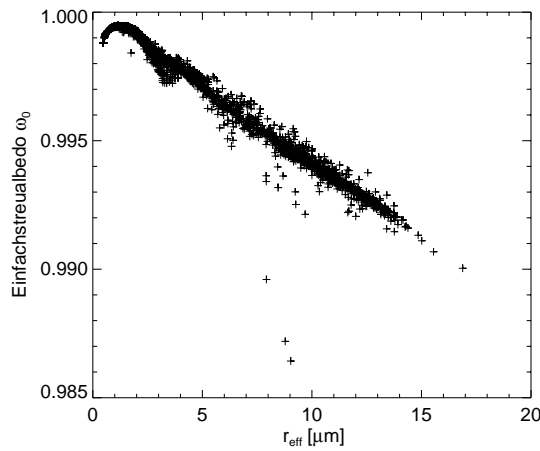


Abbildung 5.2: Einfachstreuualbedo ω_0 in Abhängigkeit vom Effektivradius in μm . $\lambda = 1.7240 \mu\text{m}$ mit $m_r = 1.3140$, $m_i = 8.5500e - 05$.

zunimmt ($\omega_0 = 1$ bedeutet keine Absorption), da die Weglänge des Lichts durch große Tropfen länger und mit $\exp(-\beta_{\text{ext}} * \text{Weglänge})$ geschwächt wird. Im Bereich zwischen $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ und $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ sind teilweise unerwartet niedrige Werte der Einfachstreuualbedo gegeben, da einige der gemessenen Verteilungen sehr schmal sind.

5.2 Phasenfunktion

Mit Hilfe des Mie-Programms sind auch die Phasenfunktionen der Verteilungen für unterschiedliche Wellenlängen berechnet worden. In diesem Ergebnisteil werden durch ausgewählte Beispiele die Charakteristiken der Phasenfunktion unterschiedlicher Verteilungen (gemessen und analytisch) hervorgehoben werden. In den Abbildungen 5.3, 5.4 und 5.5 sind Phasenfunktionen $P(\theta)$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ im Intervall $(0, 180^\circ)$ für die Wellenlänge $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ dargestellt. Abbildung 5.3 zeigt zwei Phasen-

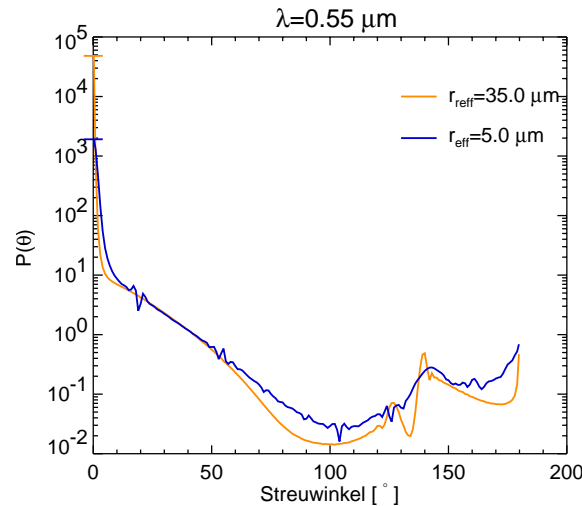


Abbildung 5.3: Phasenfunktionen $P(\theta)$ der Standard-Gamma-Verteilungen mit unterschiedliche Effektivradien (orange $r_{\text{eff}} = 35 \mu\text{m}$, blau $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.5 [\mu\text{m}]$.

funktionen, die aus Standard-Gamma-Verteilungen mit unterschiedlichen Effektivradien berechnet wurden. Die orangene Kurve zeigt die Phasenfunktion der Verteilung mit $r_{\text{eff}} = 35 \mu\text{m}$ und die blaue Kurve die der Verteilung mit $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$. Der in die Vorwärtsrichtung (0°) gestreute Anteil der Strahlung ist für die Phasenfunktion bezüglich der Verteilung mit $r_{\text{eff}} = 35 \mu\text{m}$ größer als für die Verteilung mit dem kleineren Effektivradius. In Tabelle 5.1 wird dies durch den Vergleich der Asymmetrieparameter bestätigt, die ein Maß für die Anisotropie der Streuung sind. Die Zunahme der Vorwärtsstreuung mit der

Asymmetrieparameter	Standard-Gamma $r_{\text{eff}} = 35.0 \mu\text{m}$	Standard-Gamma $r_{\text{eff}} = 5.0 \mu\text{m}$
g	0.877588	0.847952

Tabelle 5.1: Asymmetrieparameter g .

Partikelgröße ist eine typische Eigenschaft der Mie-Streuung. Die Phasenfunktion $P(\theta)$ für $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ unterliegt mehreren kleinen Schwankungen und weist nicht die deutliche Streulichtdynamik wie $P(\theta)$ für $r_{\text{eff}} = 35 \mu\text{m}$ auf. Man erkennt aufgrund der Kugelsym-

metrie der Tropfen die geometrischen Phänomene des primären und sekundären Regenbogens bei 140° und 125° sowie die Glorie bei 180° (Maximum der Rückstreuung). In $P(\theta)$ für $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ sind die Phänomene schwächer ausgeprägt.

In Hinblick auf die Berechnungen der Streueigenschaften aus standard-analytischen Verteilungen (vgl. Gl.2.2) soll die Sensitivität der Phasenfunktion gemessener Verteilungen durch eine Vergleichsstudie verdeutlicht werden. Da häufig analytische Verteilungen verwendet werden, stellt sich die Frage, wie gut die Phasenfunktion aus einer berechneten Standard-Gamma-Verteilung die Phasenfunktion bezüglich einer gemessenen Verteilung repräsentiert. Hansen und Travis (1974) haben dazu Vergleiche zwischen vier Verteilungen (Standard-Gamma, Bimodal-Gamma, Log-Normal und Potenzgesetz) durchgeführt. Mit den Ergebnissen wird gezeigt, dass die Sensitivität der Phasenfunktion von der Wahl der Wellenlänge, der effektiven Varianz und des Effektivradius abhängig ist. Für große Partikel und einer effektiven Varianz, die kleiner als 0.25 ist, sind die Phasenfunktionen annähernd identisch in ihrem Verlauf. Der erste Vergleich bezieht sich auf die Phasenfunktion bezüglich einer Verteilung aus einer Messung und einer Standard-Gamma Verteilung. Beide haben die gleichen statistischen Eigenschaften. Deshalb wurde die analytische Verteilung (Gleichung 2.2) der gemessenen angepasst, so dass die effektive Varianz $v_{\text{eff}} = 0.07$ ist und der Effektivradius $r_{\text{eff}} = 10.5 \mu\text{m}$ beträgt. In Abbildung 5.4 sind die Verteilungen (rechts im Bild) und die Phasenfunktionen dargestellt. Die roten Kurven (Verteilung und Phasenfunktion) entsprechen den Ergebnissen aus der Messung und die schwarzen denen aus der analytischen Berechnung. Beide Verteilungen sind annähernd

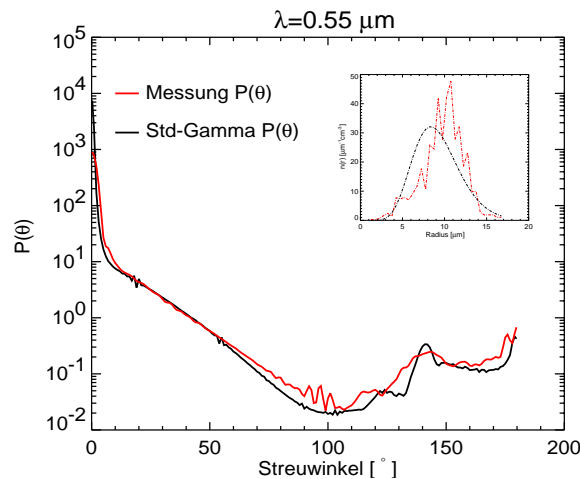


Abbildung 5.4: Phasenfunktionen $P(\theta)$ der gemessenen Verteilung (rot) und der statistisch zugehörigen Standard-Gamma-Verteilung (schwarz) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$.

normal verteilt, unterscheiden sich aber durch die Multimodalität in der gemessenen Verteilung (Kapitel 2.2). Diese Schwankungen äußern sich auch im Verlauf der Phasenfunktion und verdeutlichen die Sensitivität der Phasenfunktion auf die angenommene Verteilung. Die Phasenfunktion der analytischen Verteilung verläuft sehr viel glatter und

primärer sowie sekundärer Regenbogen sind deutlicher ausgeprägt. Das begründet sich dadurch, dass der kontinuierliche Verlauf der analytischen Verteilung das Aufheben relativer Maxima und Minima der Phasenfunktion ermöglicht. Beide Phasenfunktionen zeigen aber bis 60° Streuwinkel einen annähernd identischen Verlauf. Die zugehörigen Ergebnisse der Einfachstreuung, der Extinktionseffizienz und des Asymmetrieparameters sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Im nächsten Vergleich ist wieder die Verteilung der Messung verwendet worden. Die zugehörige analytische Verteilung hat zwar den gleichen Effektivradius ($r_{\text{eff}} = 10.5 \mu\text{m}$), aber die effektive Varianz beträgt $v_{\text{eff}} = 0.15$ (?). Durch die Wahl von $v_{\text{eff}} = 0.15$ hat sich die Form der Verteilung verbreitert. In Abbildung 5.5 ist zu erkennen, dass diese Form allerdings keinen großen Einfluss auf

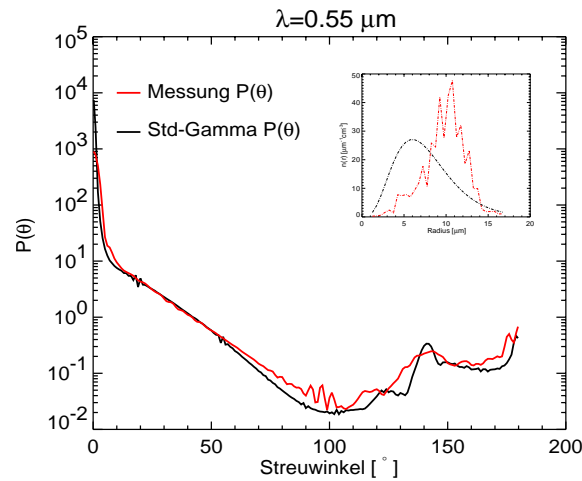


Abbildung 5.5: Phasenfunktionen $P(\theta)$ der gemessenen Verteilung (rot) und der Standard-Gamma-Verteilung (schwarz) mit $v_{\text{eff}} = 0.15$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$.

den Verlauf der Phasenfunktion hat. Denn auch diese zeigt die typische Streulichtdynamik, die in der Phasenfunktion der gemessenen Verteilung weniger stark ausgeprägt ist und Schwankungen unterliegt. In der Vergleichsstudie stellt sich somit heraus, dass nicht nur die Form der Verteilung, sondern auch die Schwankungen der gemessenen Verteilung auf den Verlauf der Phasenfunktion Einfluss nehmen. Prinzipiell bietet trotzdem die Phasenfunktion der Standard-Gamma-Verteilung der Phasenfunktion der gemessenen eine gute Näherung. Tabelle 5.2 zeigt die Ergebnisse der optischen Parameter der Verteilungen, die sich nur geringfügig unterscheiden. Die geringeren Unterschiede zur Messung sind durch die Verteilung mit $v_{\text{eff}} = 0.07$ gegeben, da die Verteilungen die gleichen statistischen Eigenschaften aufweisen. Auch die angenommene effektive Varianz von $v_{\text{eff}} = 0.15$ führt zu keinen großen Abweichungen und ist auch als Näherung geeignet (Han et al. (1994)). Mit der Auswertung hinsichtlich der optischen Eigenschaften der Tropfengrößenverteilungen können Strahlungstransportrechnungen durchgeführt werden. Dazu muss eine Modellwolkenumgebung geschaffen werden, die die Mikrophysik und die zugehörigen optischen Eigenschaften der Messungen repräsentiert. Kapitel 10

Optische Parameter	Standard-Gamma $v_{\text{eff}} = 0.15$	Standard-Gamma $v_{\text{eff}} = 0.07$	Messung
g	0.864428	0.865750	0.865526
w_0	1	1	1
Q_{ext}	2.08826	2.08307	2.07810

Tabelle 5.2: *Optische Parameter aus den Verteilungen.*

behandelt ein 3D-Wolkenfeld, das mit Hilfe des Wolkengenerators CLABAUTAIR (Schei-
rer und Schmidt (2004)) aus den Messungen erstellt wurde. Um den Einfluss der Systeme-
matik in den Vertikalprofilen der Messungen (Zunahme des Effektivradius mit der Hö-
he) auf den Strahlungstransport hervorzuheben, wird zunächst ein 1D Vertikalprofil mit
den Wolkeneigenschaften eines Messprofils erstellt, anhand dessen Strahlungstransport-
rechnungen durchgeführt werden. Im nächsten Kapitel werden vorab die theoretischen
Grundlagen des Strahlungstransportes und das verwendete Strahlungstransportmodell
MC-UNIK (Macke et al. (1999)) erläutert.

Kapitel 6

Strahlungstransport in der Atmosphäre

Die an der Erdoberfläche ankommende solare Strahlung wird auf ihrem Weg durch das Streu- und Absorptionsverhalten der Extingenten (vgl. Kap. 4) geschwächt. Zusätzlich zur Schwächung existieren Quellen, zum einen die Temperaturstrahlung und zum anderen die Streustrahlung. Die Bilanz dieser Quellen und Senken beschreibt die Strahlungstransportgleichung.

6.1 Strahlungstransportgleichung

Entlang des Weges ds wird die Strahldichte L_λ durch β_{ext} (Streuung und Absorption) geschwächt (Bouguer-Lambert-Beer-Gesetz):

$$dL_\lambda = -\beta_{\text{ext},\lambda} L_\lambda ds \quad (6.1)$$

Zusätzlich existiert eine Quellfunktion J_λ , welche zum einen die Temperaturstrahlung (Emission) und zum anderen die Streustrahlung als Quellen berücksichtigt.

$$dL_\lambda = \beta_{\text{ext},\lambda} J_\lambda ds \quad (6.2)$$

Gleichung 6.1 und 6.2 kombiniert ergeben die Strahlungstransportgleichung in differentieller Form:

$$dL_\lambda = \beta_{\text{ext},\lambda} (-L_\lambda + J_\lambda) ds \quad (6.3)$$

mit der Definition der optischen Dicke

$$\tau_\lambda = \int_s \beta_{\text{ext},\lambda}(s) ds' \quad (6.4)$$

folgt für die Strahlungstransportgleichung:

$$dL_\lambda = (-L_\lambda + J_\lambda)d\tau \quad (6.5)$$

Sie ist analytisch nicht lösbar und es werden daher Näherungsverfahren angewendet.

6.2 Monte-Carlo Strahlungstransport

Eine Lösungsmöglichkeit bietet die Monte-Carlo Methode. Statt die STG numerisch zu integrieren, werden die Streu- und Absorptionsprozesse direkt Photon für Photon simuliert. Das heißt eine statistisch hinreichend große Anzahl von Photonen wird von der Quelle durch das Medium (angemessene Anzahl an kubischen Zellen mit entsprechenden Eigenschaften) verfolgt. Nach einer bestimmten optischen Distanz l ,

$$l = \frac{1}{\beta_{\text{ext}}} \ln \left(\frac{1}{R} \right), \quad R \in (0, 1) \quad (6.6)$$

findet die erste Interaktion (Streuung oder Absorption) statt. Gleichung 6.6 bezieht sich auf Verteilungsfunktionen von Photonenweglängen in Anlehnung an das Bouguer-Lambert-Beer-Gesetz mit β_{ext} dem Extintionskoeffizienten und einer Zufallszahl R aus $\epsilon(0, 1)$. Bei Streuung wird das Photon in eine neue Richtung abgelenkt. Um diese zu bestimmen, wird die Phasenfunktion mit einem gewichtetem Zufallsprozess für die Streuung in eine bestimmte Richtung benutzt (nach: Macke et al. (1999)). Die zenitale und azimutale Richtungsänderung durch Streuung wird wie folgt berechnet:

$$\int_0^\theta P(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0) \sin\theta d\theta = R(0, 1) \int_0^\pi P(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0) \sin\theta d\theta \quad (6.7)$$

$$\phi = R(0, 2\pi) \quad (6.8)$$

P ist die Phasenfunktion, abhängig von einfallender (θ_0, ϕ_0) zu getreuter (θ, ϕ) Richtung. Für zufällig orientierte Streukörper ist das azimutale Streuverhalten (vgl. Gl. 6.8) isotrop. Mit der neuen Richtung \mathbf{k} wird die neue Position \mathbf{r} mit der Weglänge l aus einer Translation berechnet:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + l\mathbf{k} \quad (6.9)$$

Die Absorption wird durch die Photonengewichtung realisiert, dass heißt, jedem Photon wird zu Anfang das Gewicht $W = 1$ zugeordnet, welches nach jeder Interaktion durch

$$W = \omega_0(1 - \exp(-\tau)) \quad (6.10)$$

geschwächt und als gestreute Photonenenergie interpretiert wird. ω_0 ist die lokale Einfachstreueralbedo (vgl. Gl. 4.28) jeder kubischen Zelle und τ die optische Dicke (vgl. Gl.

6.4). Wenn das Gewicht W eine festgelegte untere Grenze erreicht, gilt das Photon als absorbiert. Die Photonenvverfolgung findet solange statt, bis das Photon absorbiert wird oder aus dem Medium austritt. Es werden nur die Photonen registriert, die das Medium in einem bestimmten Raumwinkelintervall $\Delta\Omega(\theta, \phi)$ (Sichtfeld des Detektors) verlassen. Dies bedeutet, dass nicht alle Photonen zur Energieverteilung beitragen und daher eine hohe Anzahl an Photonen verwendet werden muss. Aus der Energieverteilung lassen sich die zugehörigen Strahldichten ableiten. Die Methode des Photonentransportes bietet eine Näherung, Strahlungstransportprozesse in „realistischen“ Wolken zu untersuchen. Es können Strahldichten für die unterschiedlichsten Wolkenstrukturen, die vertikal und horizontal mikrophysikalische Inhomogenitäten aufweisen, berechnet werden.

6.2.1 Das Monte-Carlo Modell MC-UNIK

In dieser Arbeit wird zur Realisierung der Strahlungsübertragungsrechnungen das Monte-Carlo Modell **MC-UNIK** (Monte-Carlo Universität Kiel) von Macke et al. (1999) verwendet. Das MC-UNIK Modell ist I3RC (Intercomparison of 3D Radiation Codes) erprobt und vorwärtsrechend, dass heißt mit Photonenrichtung (engl. Forward Monte Carlo). Unter Verwendung der „Local Estimate Methode“, die effizienter als die klassische Monte-Carlo Methode ist, geht kein Photon „verloren“. Denn sie berücksichtigt zusätzlich von jedem lokalen Streueignis den Anteil der Photonenenergie, der in Richtung Detektor gestreut wird. Dieser Anteil wird entsprechend mit der noch zum Detektor zurückzulegenden Weglänge geschwächt und dann registriert. Um Strahlungstransportrechnungen in Wolken durchzuführen, wird das Modellgebiet in Gitterboxen eingeteilt, wobei jede durch entsprechende physikalische und optische Eigenschaften charakterisiert ist. Es werden daher folgende Eingabeparameter benötigt:

- Modellgebiet
 - Gitterkoordinaten in x-, y-, und z-Richtung
- Modellumgebung
 - Sonnenstand, Zenit- (θ_0) und Azimutwinkel (ϕ_0)
 - Anzahl der Photonen
 - Bodenalbedo
- optische Eigenschaften jeder Wolkenbox für eine gewünschte Wellenlänge
 - β_{ext} , Extinktionskoeffizient
 - ω_0 , Einfachstreueralbedo
 - $P(\theta)$, Phasenfunktion anhand des Streuwinkels θ

Die Umsetzung einer 1D-Modellwolke aus den Flugzeugmessungen wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 7

Implementierung einer 1D-Wolke aus Flugzeugmessungen

In diesem Kapitel wird die Realisierung einer vertikal-eindimensionalen Wolke (1D-Säule) aus den Flugzeugmessungen beschrieben und die Ergebnisse ihrer optischen Eigenschaften werden diskutiert. Anhand dieser „Wolke“ sollen Monte-Carlo-Strahlungstransportrechnungen durchgeführt werden (vgl. Kap. 8), um den Einfluss der vertikalen Inhomogenität der Mikrophysik auf die solare Strahlung zu untersuchen. Zu Vergleichszwecken werden zwei weitere Fallbeispiele vorgestellt. Das Modellgebiet wird auf das erste gemessene Höhenprofil reduziert. Die Messwolke wird in $\Delta z = 15\text{m}$ Höhen-



Abbildung 7.1: Aufnahme aus dem Wolkenflug vom 05.09.2001, 11:13 UTC, BBC1-Messkampagne, aus persönlichen Mitteilungen von Dr. M. Wendisch, Institut für Troposphärenforschung in Leipzig

intervalle von 1702.50 m bis 1957.50 m eingeteilt. Es ergeben sich 18 Wolkenboxen, die insgesamt eine geometrische Dicke von 270 m haben. Die in den Intervallen gemessenen Verteilungen werden durch die Wahl einer größeren Klassenbreite modifiziert. Die gemessenen Radien werden in 17 Größenklassen mit einer Breite von $\Delta r = 1\mu\text{m}$ eingeteilt. Diese Einteilung glättet die Verteilung bezüglich zur ursprünglichen FAST-FSSP-

Einteilung (255 Größenklassen). Abbildung 7.1 zeigt einen Blick auf die Wolkenoberkante der ersten durchflogenen Wolke, die der letzten Modellbox entspricht.

7.1 Mikrophysikalische und optische Eigenschaften der 1D-Wolke

Aus den gemessenen Größenverteilungen, die den einzelnen Wolkenboxen zugeordnet sind, werden die optischen Parameter und der Effektivradius mit Hilfe des **MIE-PROGRAMMs** bestimmt. Die Rechnungen sind anhand verschiedener Wellenlängen durchgeführt worden ($\lambda = 0.5, 1.0, 1.2, 1.6, 2.0, 2.5$ und $3.5 \mu\text{m}$), damit in den folgenden Strahlungstransportrechnungen (vgl. Kap. 8) das solare Spektrum abgedeckt wird. Somit kann der Einfluss der vertikal inhomogenen Mikrophysik spektral aufgeschlüsselt und breitbandig untersucht werden. Die Abbildung 7.2 zeigt den effektiven Radius der Verteilungen in jeder Wolkenbox in Abhängigkeit von der Höhe. Deutlich wird insgesamt die Zunahme von r_{eff} mit der Höhe (vgl. Kap. 3.1). In den letzten fünf Wolkenboxen allerdings bleibt der Effektivradius nahezu konstant, bzw. nimmt geringfügig ab. Physikalisch kann dies durch die Einmischung (engl. Entrainment) trockener Luft am Wolkenoberrand erklärt werden, die zu Verdunstung und so zu kleineren Wolkentropfen führt (Pruppacher und Klett (1997)). In Abbildung 7.1 sind der Asymmetrieparameter

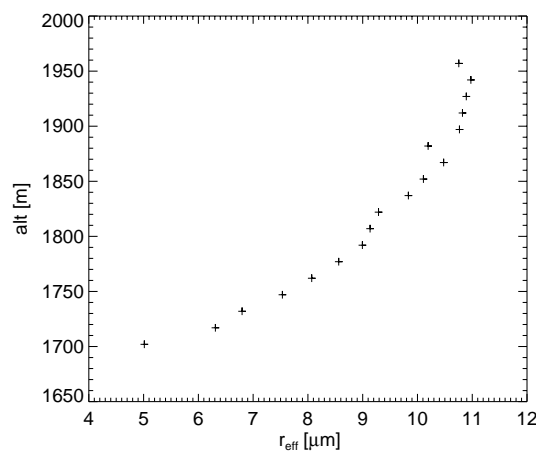


Abbildung 7.2: Effektiver Radius r_{eff} in $[\mu\text{m}]$ jeder Wolkenbox als Funktion der Höhe in $[\text{m}]$

ter (Abb. a) und die Einfachstreueralbedo (Abb. b) exemplarisch anhand der Wellenlänge $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der Höhe dargestellt. Ähnlich im Verlauf wie der Effektivradius mit der Höhe zeigt der Asymmetrieparameter g in (a) die größte Vorwärtsstreuung in den Schichten, in denen sich die größten Partikel befinden. Dies spiegelt sich auch in der Einfachstreueralbedo wider, die die größte Absorptionsfähigkeit den Verteilungen mit dem größten Effektivradius zuspricht. Anhand der Wellenlänge $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ beträgt die Einfachstreueralbedo jedes Effektivradius eins (keine Absorption) und anhand $\lambda = 3.5$

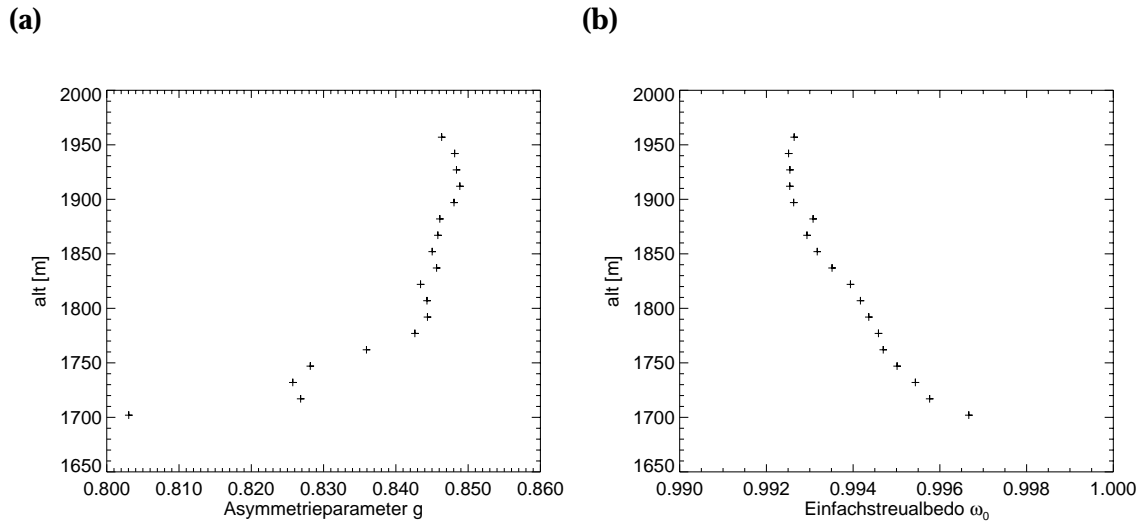


Abbildung 7.3: (a) Asymmetrieparameter g , (b) Einfachstreuquerschnitt ω_0 in Abhängigkeit von der Höhe in [m].

μm werden die geringsten Werte erreicht (starke Absorption). In Abbildung 7.4 ist der Extinktionskoeffizient β_{ext} in Abhängigkeit der Höhe dargestellt. Die Änderungen von

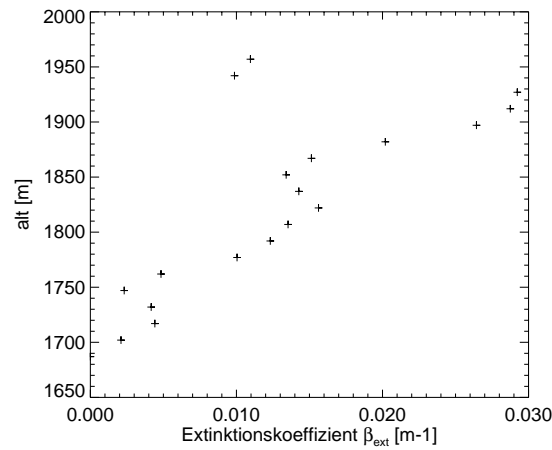


Abbildung 7.4: Extinktionskoeffizient β_{ext} $[1/\text{m}]$ jeder Wolkenbox als Funktion der Höhe in [m].

β_{ext} mit der Höhe sind im Vergleich zu den anderen Parametern größer. Dieser nimmt insgesamt bis zu einer Höhe von 1930 m zu, aber die Schwankungen in jeder Höheschicht sind extremer und in den zwei obersten Schichten (> 1930 m) ist eine starke Abnahme mit der Höhe zu verzeichnen. Im Gegensatz zum Effektivradius (Abb. 7.2), Asymmetrieparameter und der Einfachstreuquerschnitt (Abb. 7.1 a,b) berechnet sich der Extinktions-

koeffizient aus den Quadraten der gemessenen Radien (vgl. Gl. 4.24). Dies führt dazu, dass die Effekte verstärkt werden. Dennoch sind Strahlungstransportprozesse sensitiv gegenüber Änderungen in der Einfachstreueralbedo und dem Asymmetrieparameter, die die Tropfengrößenverteilungen und damit die Mikrophysik der Wolken widerspiegeln (Li et al. (1994)). Insgesamt wird am Verlauf aller Parameter mit Höhe die variable Mikrophysik verdeutlicht. Diese repräsentiert zwar insgesamt eine Verschiebung der Spektren zu größeren Tropfen (Zunahme des Effektivradius im Höhenintervall von 1700m bis 1950m), aber variiert dennoch auf kleinen Intervallen ($\Delta z = 15$ m). Die optische Dicke der 1D-Säule beträgt $\tau = 3.4$ (vgl. Gl. 6.4).

7.2 Fallbeispiele

Um das Streu- und Absorptionsverhalten der vertikal-1D-**inhomogenen** Wolke anhand unterschiedlicher Wellenlängen zu untersuchen, ist eine vertikal-1D-**homogene** Wolke zu Vergleichszwecken notwendig. Zu ihrer Realisierung wurde der mittlere Effektivradius der „Modellmesswolke“ bestimmt und die zugehörigen optischen Eigenschaften berechnet. Der Effektivradius beträgt in jeder Wolkenbox $r_{\text{eff}} = 9\mu\text{m}$ und ist in Fall B Abb.7.5 (zweite Spalte) dargestellt. Interessant ist auch die Frage, wie sich die einzelnen Stadien eines Lebenszyklus einer Wolke auf den Strahlungstransport auswirken. Der Lebenszyklus einer Wolke ist Gegenstand komplexer Vorgänge und bis heute noch nicht ausreichend verstanden. Für Entstehungs- und Auflösungsprozesse sind nicht nur die äußeren Umgebungsparameter (z. B. Temperatur, Feuchte, Aerosolgehalt) in der Atmosphäre, sondern auch die mikrophysikalischen Wechselwirkungen (z. B. Wachstum durch Kollision-Koaleszenz) in der Wolke selbst verantwortlich. Eine sehr stark vereinfachte Möglichkeit zur Darstellung zweier unterschiedlicher Lebensstadien ist durch den Verlauf des Effektivradius mit der Höhe gegeben. Die aus den Messungen implementierte Wolke, deren Effektivradius mit der Höhe zunimmt, entspricht einem Entwicklungsstadium im Lebenszyklus einer Wolke (Tropfenwachstum durch Kondensation) (vgl. Fall A in Abb.7.5). Die Umkehrung dieser Situation, das heißt Tropfen mit kleineren Radien befinden sich in höheren Schichten und Tropfen mit größeren Radien in den tieferen Schichten, kennzeichnet ein Auflösungsstadium einer Wolke. Durch Kollision-Koaleszenz-Prozesse verschmelzen kleinere Tropfen zu großen, die eine geringere Effektivgeschwindigkeit (Aufwind - Fallgeschwindigkeit) aufweisen und so in den unteren Wolkenschichten liegen und ausregnen können (Li et al. (1994)). Durch eine Umsortierung der mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften der Messwolke mit der Höhe, hat der Effektivradius eine negative Steigung und ist invers zur Messwolke. Die „ältere“ Wolke entspricht aus Vergleichsgründen der Umkehrung der Messwolke (vgl. Fall C in Abb.7.5 dritte Spalte). Die Abbildung 7.5 soll die drei Fallbeispiele noch einmal verdeutlichen. Die erste Spalte der Abbildung behandelt Fall A, das heißt, die aus der Messung des ersten Höhenprofils erstellte Modellwolke, deren Effektivradius annähernd mit der Höhe zunimmt. Beispielhaft werden zur Abbildung des Effektivradius drei Verteilungen aus der untersten, mittleren und obersten Höhenschicht dargestellt. Im „Mess-

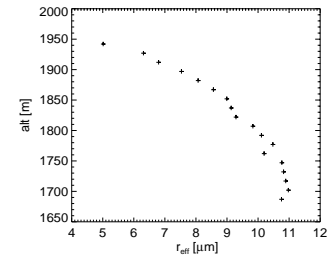
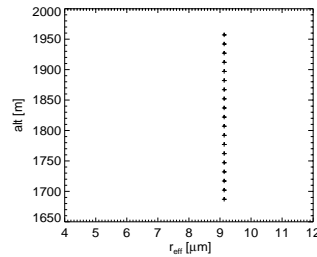
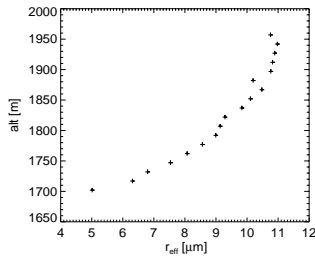
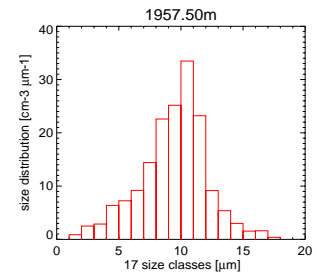
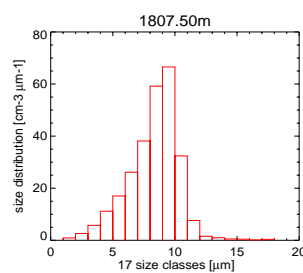
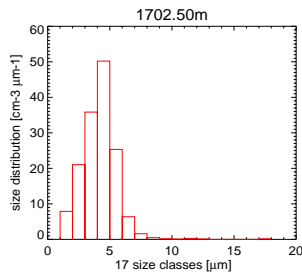
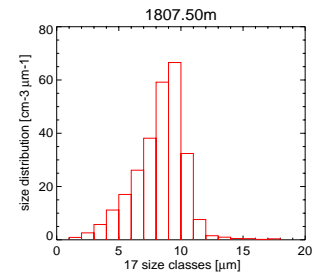
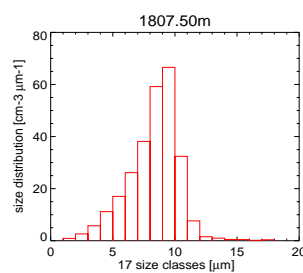
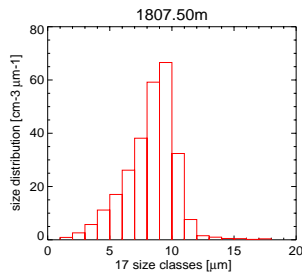
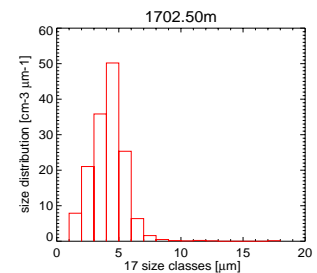
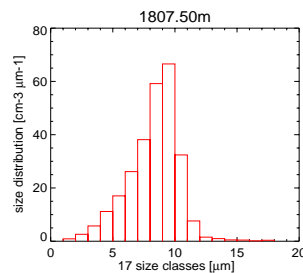
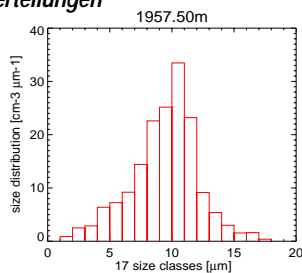
Fall A: Messung**Fall B: Homogen****Fall C: Umkehrung****Effektivradien****Verteilungen**

Abbildung 7.5: 1. Spalte: Fall A, Höhenprofil aus der Messung mit r_{eff} in μm jeder Wolkenbox als Funktion der Höhe in m sowie drei Verteilungen $[\text{cm}^{-3} \mu\text{m}^{-1}]$ der untersten, mittleren und obersten Wolkenbox. 2. Spalte: Fall B, homogenisierte 1D-Säule mit Effektivradius und Verteilungen. 3. Spalte: Fall C, Umkehrung der Mikrophysik der Messung mit Effektivradius und Verteilungen.

fall“ zeichnen sich diese durch die Verbreiterung der Spektren zu größeren Tropfen mit der Höhe aus. Die zweite Spalte der Abbildung 7.5 behandelt den vertikal-homogenen Fall. In der dritten Spalte ist der „Umkehrungsfall“ C dargestellt, das heißt, die Abnahme

des Effektivradius mit der Höhe. Entsprechend ist die Verteilung in der obersten Schicht schmaler. Die Kenntnis über die Streu- und Absorptionseigenschaften vertikal variierter Mikrophysik ist wichtig in Bezug auf die Satelliten-Wolkenfernerkundung, um aus Satellitenmessungen Rückschlüsse auf die vertikale Verteilung der Mikrophysik in den Wolken zu ziehen (Chang und Li (2002)). Im nächsten Kapitel werden die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen für die drei Fälle anhand der gewählten Wellenlängen spektral aufgeschlüsselt und breitbandig diskutiert, um den Einfluss der unterschiedlichen Mikrophysik der 1D-Säulen zu verdeutlichen.

Kapitel 8

Einfluss vertikal inhomogener Mikrophysik auf die solare Strahlung

In diesem Ergebnisteil der Arbeit ist anhand der Fallbeispiele (Kaptitel 7.2) der Einfluss vertikal inhomogener Mikrophysik auf den Strahlungstransport untersucht worden. Es soll nachgeprüft werden, welche Auswirkungen die invers zueinander vertikal geschichtete Mikrophysik (Fall A und Fall C) auf die Absorptivität und Reflexivität solarer Strahlung haben. Dazu wird in den folgenden Analysen immer ein Vergleich mit den Ergebnissen der vertikal-homogen geschichteten Modellwolke (Fall B) stattfinden (vgl. Abb. 7.5). Die Strahlungstransportrechnungen wurden anhand unterschiedlicher Sonnenzenitwinkel (0° , 30° , 45° und 60°) für die verschiedenen Wellenlängen (Kapitel 7.1) mit einer Million Photonen durchgeführt. Als Randbedingung ist die Bodenalbedo $\alpha = 0$ gesetzt worden. Die Modellerdoberfläche absorbiert vollständig die ankommende Strahlung und damit gilt:

$$\text{Absorption}(A) + \text{Reflexion}(R) + \text{Transmission}(T) = 1 \quad (8.1)$$

Die Diskussion der Ergebnisse wird auf A und R beschränkt. Die optische Dicke beträgt $\tau = 3.4$ (vgl. Gl. 6.4) in allen Fallbeispielen für jede Wellenlänge und jeden Zenitwinkel. Mit der Konstanz der optischen Dicke und damit einhergehender Extinktionskoeffizienten wird gewährleistet, dass die Unterschiede in der Absorption, Reflexion und Transmission ausschließlich durch die Mikrophysik hervorgerufen werden (ω_0 , $P(\theta)$). Zunächst werden die Ergebnisse der Berechnungen anhand des Zenitwinkels $\theta = 60^\circ$ diskutiert und im weiteren Verlauf mit denen höherer Sonnenstände verglichen. In Abbildung 8.1 (a,c) ist die Absorptivität in Abhängigkeit der gewählten Wellenlängen dargestellt. Abbildung (a) zeigt die Ergebnisse der aus der Messung implementierten Modellwolke (Fall A) und dem homogenen Fall B. In (c) sind die des „Umkehrfalles“ (Fall C) sowie des Falles B dargestellt. Die Differenzen in der Absorption zwischen dem homogenen und den inhomogen Fällen werden in (b) aufgeführt. Typisch ist, dass die Ab-

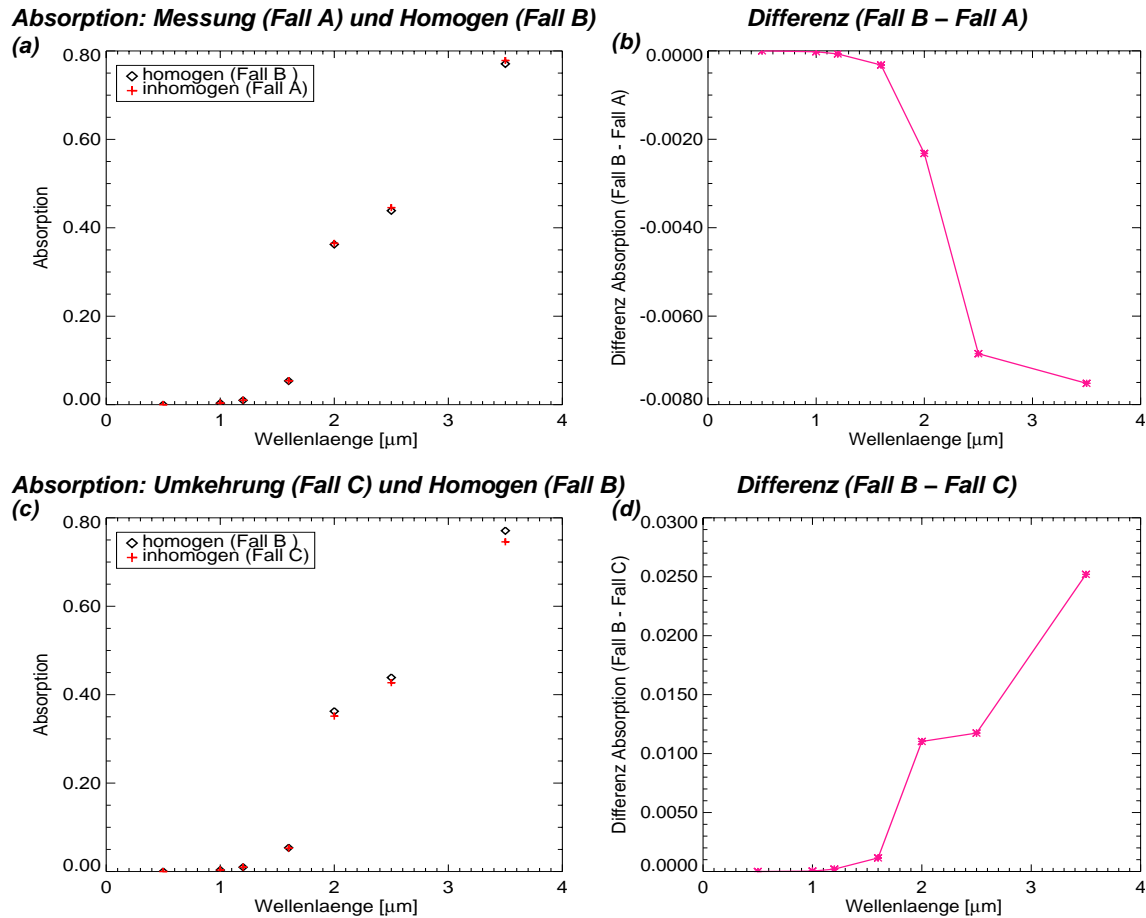


Abbildung 8.1: (a) Absorptivität Fall A und Fall B, (b) Differenzen (Fall B - Fall A), (c) Absorptivität Fall C und Fall B, (d) Differenzen (Fall B - Fall C) in Abhängigkeit von λ [μm].

sorptivität mit der Wellenlänge in jedem der drei Fälle zunimmt. Dies ist vordergründig mit der Zunahme des Imaginärteils des Brechungsindex mit der Wellenlänge zu erklären, der ein Maß für die Absorption solarer Strahlung ist (vgl. Kap. 4.2). Jedoch fällt bei einer detaillierten Betrachtung auf, dass mit zunehmenden Wellenlängen im Fall A (Abb.(a)) die Absorptivität größer ist als im homogenen Fall. Dies wird durch die ausschließlich negativen Differenzen (Abb. (b)) verdeutlicht. Im Gegensatz dazu ist die Differenz in Abbildung d (Fall C) ausschließlich positiv. Dies bedeutet, dass hier die Absorptivität der homogenen Wolke größer ist. Zur Ergänzung werden die Ergebnisse der Reflexivität miteinbezogen. In Abbildung 8.2 (a, b, c, d) ist diese für die Fallunterscheidungen anhand der Wellenlängen dargestellt. Die Anordnung der Bilder entspricht der Abbildung 8.1. Die Reflexivität verhält sich in jedem Kasus invers zur Absorptivität (Abb. (a) und (c)), denn ab stark absorbierenden Wellenlängen nimmt sie rapide ab. Im Fall der Messung (Abb. (a)) ist die Reflexivität geringer als im homogenen Fall, denn die Differenzen (Abb. (b)) sind immer positiv. Die Differenz zwischen dem Fall C (Umkehrung) und der homogenen Wolke (Abb. (d)) ist wiederum negativ, was eine höhere Reflexivität der in-

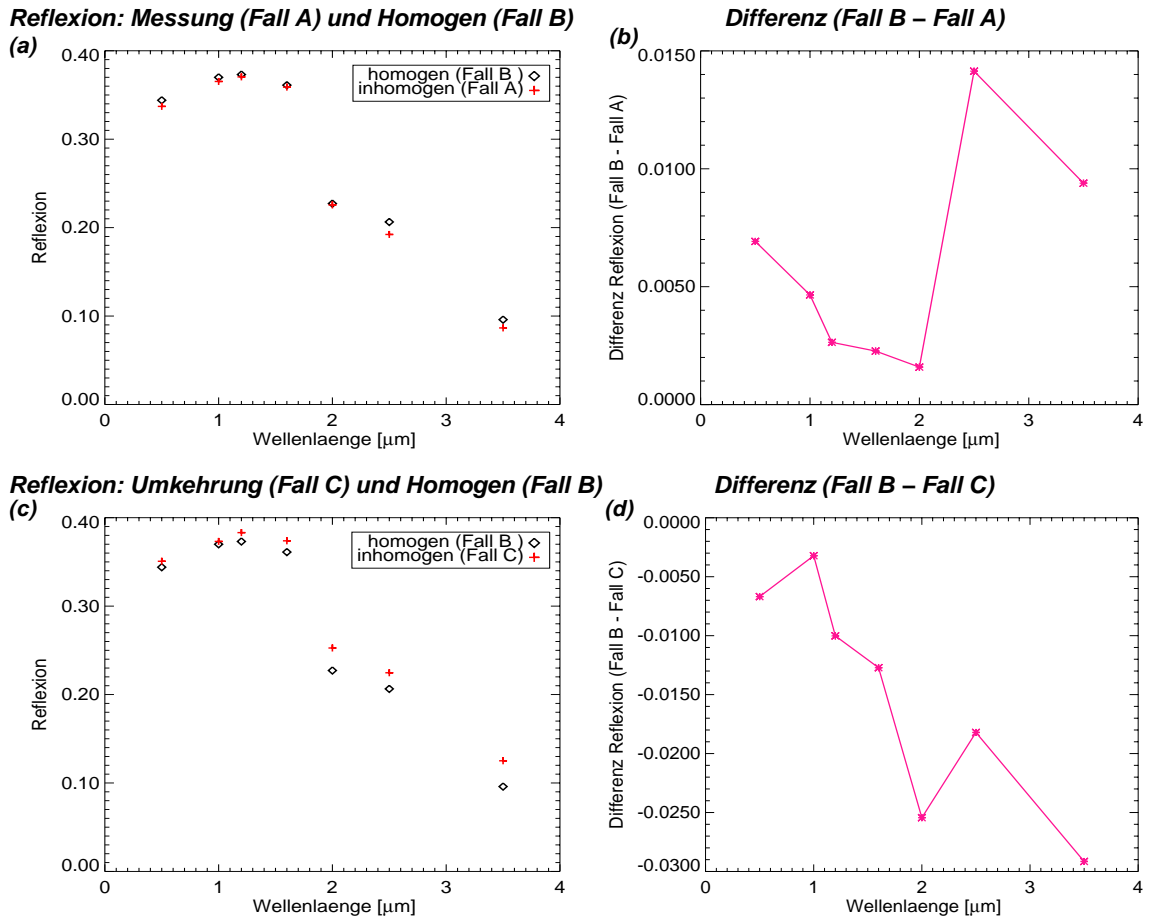


Abbildung 8.2: (a) Reflexivität Fall A und Fall B, (b) Differenzen (Fall B - Fall A), (c) Reflexivität Fall C und Fall B, (d) Differenzen (Fall B - Fall C) in Abhängigkeit von λ [μm].

homogenen Wolke impliziert. Führt man die Ergebnisse auf die unterschiedliche Anordnung der Mikrophysik zurück, so absorbiert die Wolke, in deren oberen Schichten die größeren Wolkentropfen liegen (Fall A) mehr. Umgekehrt reflektiert die Wolke mehr, in der die kleineren Tropfen in den höheren Schichten liegen (Fall C). Dieses Verhalten steht in direkter Verbindung zu den optischen Parametern, die abhängig vom Effektivradius sind (vgl. Kap. 5.1). Größere Effektivradien weisen eine geringere Einfachstreuung auf, welche die Absorptivität erhöht (Li). Die Ergebnisse führen dazu, dass der größte Wirkungsbereich anhand des Sonnenzenitwinkels $\theta = 60^\circ$ durch die obersten Modellboxen gegeben ist. Dies wird durch den Vergleich mit den Ergebnissen bezüglich 0° , 30° und 45° bestätigt. Dazu ist in der Tabelle 8.1 ein Gesamtüberblick der Abweichungen zum homogenen Fall für jeden Sonnenstand dargestellt. Die aufgeführten Abweichungen gelten zum einen an jeder einzelnen Wellenlänge und zum anderen breitbandig. Die breitbandige Betrachtung impliziert, dass A und R an jeder Wellenlänge entsprechend mit dem in diesem Wellenlängenbereich ankommenden Strahlungsfluss gewichtet worden sind. Im Anhang sind in Tabelle A.1 die Wichtungsfaktoren und Strahlungsflüsse

der Wellenlängenbereiche angegeben. Hier bedeutet eine positive ('+') Abweichung eine Über- und eine negative ('-') eine Unterschätzung der Ergebnisse des homogenen Falles. Zunächst wird deutlich, dass die Reflexivität der Messwolke (Fall A) immer geringer ist im Vergleich zum homogenen Fall. Umgekehrt spiegelt sich dies in Fall C wieder, wo sich die kleineren Tropfen in der obersten Modellbox befinden. Bei $\theta = 0^\circ$ fällt auf, dass

	$\theta [^\circ]$	Differenz Absorptivität	Differenz Reflexivität
Homogen - Messung	0	+	+
	30	-	+
	45	-	+
	60	-	+
Homogen - Umkehrung	0	-	-
	30	-	-
	45	+	-
	60	+	-

Tabelle 8.1: Gesamtüberblick der Abweichungen (breitbandig) vom homogenen Fall für jeden Sonnenstand bezüglich Fall A und Fall C, ('+') = Unterschätzung, ('-') = Überschätzung.

die Differenzen (A und R) der Fallbeispiele ausschließlich positiv (Fall A) oder negativ sind (Fall C). Zur Begründung der Ergebnisse müssen die unteren Modellboxen miteinbezogen werden. Die Streurichtung der Photonen ist von der Phasenfunktion und dem Einfallswinkel abhängig. Da $P(\theta)$ durch starke Vorwärtsstreuung charakterisiert ist und der Einfallswinkel bei hohen Sonnenständen niedrig ist, ist der direkte abwärtsgerichtete Transport der Photonen groß. Da in Fall A (Messung) durch die größeren Tropfen die Vorwärtsstreuung in den obersten Boxen am größten ist, wird die Tendenz des abwärtsgerichteten Transport erhöht, welche die geringere Reflexion begründet (Differenz R ist positiv). Außerdem nimmt die Einfachstreueralbedo in den unteren Boxen zu, welche die geringere Absorption im Vergleich zum homogenen Fall hervorruft (Differenz A positiv). In Fall C nimmt die Tropfengröße mit der Höhe ab. Das heißt, die geringere Vorwärtsstreuung in den obersten Boxen führt dazu, dass mehr Photonen von der direkten Streurichtung abgelenkt werden und die Streuung isotroper ist. Dies bedingt die höhere Reflexion (Differenz R ist negativ). Zusätzlich nimmt die Einfachstreueralbedo in den unteren Boxen ab, sodass mehr Photonen im Vergleich zum homogenen Fall B (Differenz A negativ) absorbiert werden. Bei flacheren Sonnenständen bewirkt der hohe Einfallswinkel, dass mehr Photonen seitlich in die Boxen auftreffen und annähernd in horizontale Richtung gestreut werden. Dies bedeutet, dass sich die Photonen in den obersten Boxen länger aufhalten und dort mehrfach gestreut werden. Außerdem gelten periodische Randbedingungen, die die Aufenthaltsdauer zusätzlich erhöhen. Da im Messfall die Einfachstreueralbedo in der obersten Box am geringsten ist, wird mehr absorbiert (vgl. Abb. 8.1). In Fall C ist die Streuung isotroper und erhöht somit die Reflexivität. Dieser Einfluss führt dazu, dass die Absorptivität in Fall A mit dem Zenitwinkel größer wird. Die zuge-

hörigen Ergebnisse sind im Anhang in den Tabellen A.2 - A.3 (breitbandig) und in den Tabelle A.4 - A.11 (spektral aufgeschlüsselt) dargestellt. An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass die Abweichungen vom homogenen Fall in dieser Studie relativ gering sind. In den spektral aufgeschlüsselten Ergebnissen ist die maximale Abweichung bei $\theta = 60^\circ$ und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ in beiden Fällen gegeben. Die Abweichung im Fall A (Messung) beträgt in der Absorption 0.8% (vgl. 8.1(b)) und im Fall C (Umkehrung) 3% in der Reflexion (vgl. 8.1(d)). Die größere Abweichung zwischen dem homogenen Fall B und Fall C ist auch breitbandig festzustellen, denn Fall C reflektiert in Bezug auf den gesamten Strahlungsfluss 0.7% mehr an solarer Strahlung als die homogene Wolke (vgl. Anhang Tabelle A.3, $\theta = 60^\circ$), während in Fall A nur 0.003% mehr absorbiert wird (vgl. Anhang Tabelle A.2, $\theta = 60^\circ$). Der geringere Unterschied in der Absorption ist mit der geringeren Differenz zwischen den Effektivradien in den obersten Modellboxen zu erklären, die immer in Relation zu den optischen Parametern stehen. Der Effektivradius der homogenen Wolke liegt etwa bei $r_{\text{eff}} = 9\mu\text{m}$ und im Fall der Messung bei $r_{\text{eff}} = 11\mu\text{m}$ (vgl. Kap. 7.2). Daher sind auch die Unterschiede in der Einfachstreualbedo und der Vorwärtstreue gering. Insgesamt führt die geringe optische Dicke und die hohe Modelauflösung dazu, dass ein Großteil der Photonen die Wolke ohne Wechselwirkungen verlässt. Die zugehörigen Ergebnisse der Transmission sind im Anhang in den Tabellen A.4 - A.11 dargestellt. Es wurde daher eine weitere Untersuchung durchgeführt, die die Photonenwechselwirkung in den 1D-Säulen verstärkt. Dazu wurde die optische Dicke erhöht ($\tau = 3.4 \rightarrow 34$). Die optische Dicke ist abhängig vom Extinktionskoeffizienten β_{ext} (vgl. Gleichung 4.24), der in diesem Fall in jeder Wolkenbox zehnfach vergrößert wird. Dies bewirkt, dass weniger Photonen transmittieren und mehr Streuprozesse stattfinden. Zur Verdeutlichung zeigt Tabelle 8.2 exemplarisch für $\theta = 60^\circ$ die vom gesamten Strahlungsfluss anteilige Absorption und Reflexion für die unterschiedlichen optischen Dicken aller Fallbeispiele. Die Unterschiede bezogen auf die optische Dicke werden in der Reflexion

$\theta = 60^\circ$	Absorption/Reflexion	$\tau = 3.4$	$\tau = 34$
Fall A Mess.	Absorption	0.0352	0.0872
	Reflexion	0.3412	0.7426
Fall B Hom.	Absorption	0.0348	0.0861
	Reflexion	0.3467	0.7480
Fall C Umk.	Absorption	0.0339	0.0742
	Reflexion	0.3543	0.7559

Tabelle 8.2: Vergleich A und R (breitbandig) der Fallbeispiele für unterschiedliche optische Dicken ($\tau = 3.4$ und $\tau = 34$).

am deutlichsten, denn die optisch dickeren Fälle reflektieren ungefähr 40% mehr an solarer Strahlung als die optisch dünneren Fälle. Absorbiert werden rund 5% mehr. Es soll nun die Konsequenz dessen in Hinblick auf die unterschiedliche Mikropysik der 1D-Säulen untersucht werden. Für den Vergleich von dem homogen zu den inhomogenen mikrophysikalischen Fällen dient Tabelle 8.3. Dargestellt sind die Abweichungen zum

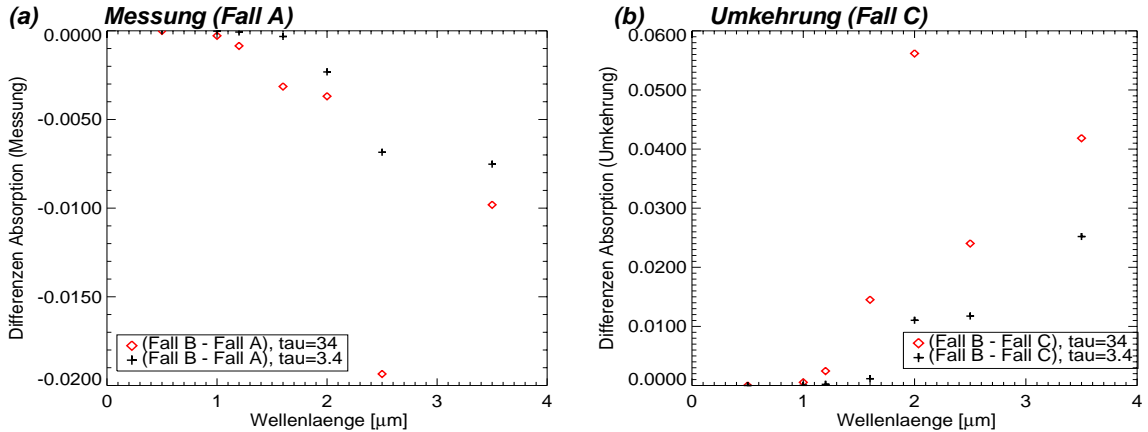
homogenen Fall B bezüglich der Absorption und Reflexion anteilig am gesamten Strahlungsfluss (breitbandig) anhand $\theta = 60^\circ$ für $\tau = 3.4$ und 34 . Zunächst wird deutlich, dass

$\theta = 60^\circ$	Differenz (Hom-Inhom) Absorption/Reflexion	$\tau = 3.4$	$\tau = 34$
Fall A Mess.	A(Fall B) - A(Fall A)	-0.00034	-0.00109
	R(Fall B) - R(Fall A)	0.00548	0.00541
Fall C Umk.	A(Fall B) - A(Fall C)	0.00098	0.01193
	R(Fall B) - R(Fall C)	-0.00760	-0.00789

Tabelle 8.3: Differenzen A und R (breitbandig) der Fallbeispiele zum homogenen Fall A für unterschiedliche optische Dicken ($\tau = 3.4$ und $\tau = 34$).

auch für $\tau = 34$ die Absorptivität der Wolke, mit den großen Tropfen in der obersten Box (Fall A), größer ist. Umgekehrt reflektiert die Wolke mit den kleineren Tropfen in den höheren Schichten (Fall C) mehr als der homogenisierte Fall B. Aus dem Vergleich der Differenzen ($\tau = 3.4, 34$) geht hervor, dass die Abweichungen in der Reflexion ähnliche Werte aufweisen. Dies bedeutet, dass zwar die größere optische Dicke insgesamt zu einer Erhöhung der Reflexivität geführt hat, aber nicht den Effekt der unterschiedlichen Mikrophysik der 1D-Säulen verstärkt. Die Abweichungen der Absorptivität zeigen nur anhand des Falles C erwähnenswerte Unterschiede. Während die Absorptivität für $\tau = 3.4$ im homogenen Fall etwa um 0.1% überschätzt wird, beträgt die Überschätzung bei $\tau = 34$ ungefähr 1%. Dies ist durch die größere Differenz der Effektivradien zwischen Fall C und dem homogenen Fall B in den obersten Boxen ($r_{\text{eff}} = 9\mu\text{m}$ (Fall B), $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ (Fall C)) begründet. Dadurch ist die Einfachstreualbedo im homogenen Fall C geringer. Diese und die vermehrten Streuprozesse anhand $\tau = 34$ tragen zur Erhöhung der Absorptivität bei. Anhand der spektralen Auflösung der Wellenlängen sind die Unterschiede größer. Dazu sind in Abbildung 8.3 die Differenzen der Absorption (Abb.a,b) und Reflexion (Abb.c,d) der Fallbeispiele dargestellt. Verglichen werden die Abweichungen für $\tau = 3.4$ und $\tau = 34$ in Abhängigkeit der Wellenlänge für den Zenitwinkel $\theta = 60^\circ$. Im Hinblick auf die Absorption (Abb.a,b) erkennt man, dass die Differenzen für beide Fälle bei der optischen Dicke $\tau = 34$ mit zunehmender Wellenlänge größer sind als für $\tau = 3.4$, wobei die maximalsten Unterschiede in Abbildung b (Fall C) gegeben sind. Die Zunahme der Differenzen für die optisch dickeren Wolken zeigt sich auch in der Reflexion (Abb.c,d). Die größten Abweichungen sind bei den Wellenlängen zu verzeichnen, an denen stark absorbiert wird. Daher sind die Abweichungen in der breitbandigen Betrachtung relativ gering, denn das Maximum der solaren Strahlung liegt im sichtbaren Bereich, der somit die größte Gewichtung hat (vgl. Anhang Tabelle A.1). Insgesamt ist durch die Untersuchungen festzustellen, dass sich die vertikal-inhomogene Mikrophysik auf den Strahlungstransport auswirkt. Hierbei sind die Auswirkungen von dem Sonnenzenitwinkel abhängig. Deutlich wird, dass die unterschiedlichen Lebensstadien der Wolke (Fall A und Fall C) Einfluss haben, denn die größeren Tropfen absorbieren (Fall A) und die kleineren Tropfen (Fall C) reflektieren mehr. Die größten Abweichungen

Differenzen (Homogen – Inhomogen) Absorption für $\tau=34$ und $\tau=3.4$



Differenzen (Homogen – Inhomogen) Reflexion für $\tau=34$ und $\tau=3.4$

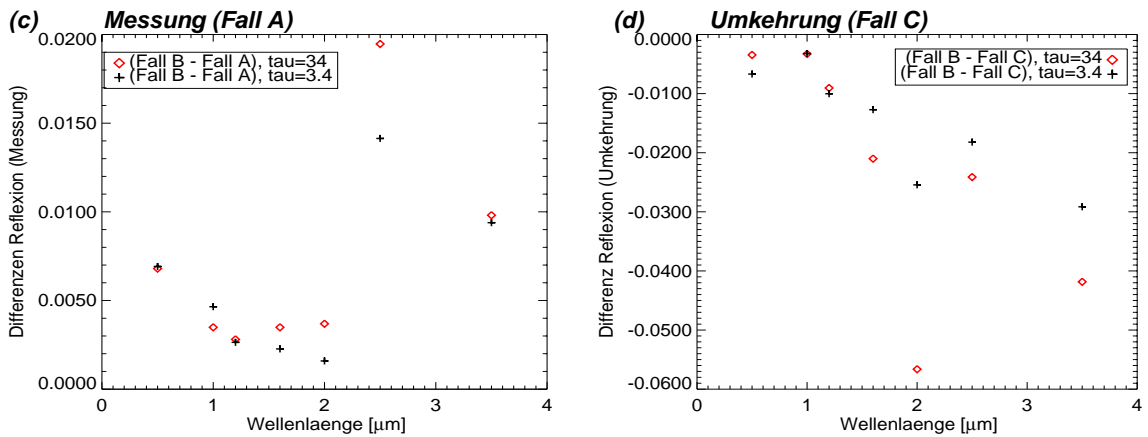


Abbildung 8.3: Vergleich der Abweichungen für $\tau = 3.4$ (schwarz) und $\tau = 34$ (rot), (a) Differenzen Absorption (Fall B - Fall A), (b) Differenzen Absorption (Fall B - Fall C), (c) Differenzen Reflexion (Fall B - Fall A), (d) Differenzen Reflexion (Fall B - Fall C).

zum homogenen Fall sind an den Wellenlängen, die durch starke Absorption dominiert werden, zu verzeichnen. Daher ist die Auswirkung der unterschiedlichen Mikrophysik breitbandig betrachtet relativ gering. Eine höhere optische Dicke bewirkt insgesamt eine Vergrößerung der Differenzen an den unterschiedlichen Wellenlängen. Allerdings sind die maximalen Abweichungen wie auch in den optisch dünneren Fällen bei Wellenlängen mit erhöhter Absorption gegeben. Breitbandig sind die Unterschiede in der Absorption im Vergleich zu den optisch dünneren Säulen etwas größer. Die hier durchgeführten Strahlungstransportrechnungen beziehen sich ausschließlich auf eine Säule (1D), die den Effekt der vertikal systematischen Variabilität der mikrophysikalischen Eigenschaften wiedergibt (Zu- und Abnahme des Effektivradius mit der Höhe). Da die Mikrophysik entlang horizontaler Strecken stark variiert, wird im nächsten Abschnitt die Dimension der Modellwolke erweitert. Da die Messungen nur Horizontalprofile wiedergeben, basieren die Wolkenstrahlungseigenschaften der 2D-Wolke auf analytischen Berechnungen.

Kapitel 9

Horizontal inhomogene Mikrophysik

Die Realisierung einer 2D-Wolke mit horizontal inhomogener Mikrophysik erfolgt durch eine einfache Modellvorstellung. Betrachtet werden zwei in y-Richtung ausgerichtete Modellboxen mit $\Delta x, y, z = 100\text{m}$, die unterschiedliche mikrophysikalische Eigenschaften aufweisen. Die zugehörigen optischen Parameter und die Phasenfunktionen sind aus Standard-Gamma-Verteilungen berechnet worden. In Abbildung 9.1 ist der Vergleich

Vergleich 1:





Homogen (Fall 1)		Inhomogen (Fall 2)	
$\tau = 15$ $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ 	$\tau = 5$ $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ 	$\tau = 15$ $r_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}$ 	$\tau = 5$ $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ 

Abbildung 9.1: Modellskizze des 2D homogenen (1) und inhomogenen (2) Falles.

zwischen der horizontal-homogenen und inhomogenen 2D-Wolke schematisch skizziert. Im homogenen Fall 1 betragen die Effektivradien $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ und im inhomogenen Fall 2 die Werte $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ und $5\mu\text{m}$. Die optischen Dicken unterscheiden sich innerhalb jedes Einzelfalles ($\tau = 15$ und 5), nicht aber innerhalb des Vergleiches. Diese Modellgrundlage bietet durch die Mikrophysik, der optischen Dicke und der Wechselwirkung der Photonen innerhalb der Boxen eine Reihe von Parametern, die sich auf den Strahlungsfluss auswirken. Daher wird diese Analyse in mehrere Schritte gegliedert. Im ersten Schritt werden STRen anhand der schon zuvor gewählten Wellenlängen **ohne** Horizontaltransport für beide Fälle durchgeführt. Die Interpretation der Ergebnisse erfordert einen zweiten Schritt. Es wird die Absorption, Reflexion und Transmission jeder **einzelnen** Box anhand unterschiedlicher optischer Dicken untersucht. Im dritten Schritt werden die Rechnungen aus Schritt eins **mit** Horizontaltransport wiederholt und miteinander verglichen. Im letzten Schritt werden die optischen Dicken der Modellboxen

variiert, um die Ergebnisse aus Schritt drei zu modifizieren.

9.1 Strahlungstransportrechnungen ohne Horizontaltransport

Strahlungstransportrechnungen ohne Horizontaltransport implizieren, dass die Modellboxen voneinander unabhängig sind und kein Photonen austausch zwischen ihnen stattfinden kann. Es wird daher die Bezeichnung ICA (engl. Independent Column Approximation) verwendet. Bei der Anwendung der ICA-Methode auf 3D-Wolkenfelder bedeutet dies, dass jede Säule unabhängig betrachtet wird. Dies hat den Vorteil, dass 1D-Strahlungstransportroutinen auf 3D-inhomogene Wolkenfelder angewendet werden können und zu einer adäquaten Lösung bei der Berechnung gebietsgemittelter Strahlungsflussdichten führen. Allerdings wurde in der Arbeit von Scheirer (2001) gezeigt, dass ICA zwar eine Verbesserung hinsichtlich der Annahme planparalleler homogener Wolken ist, aber im Vergleich zur korrekten 3D-Lösung systematische Fehler auftreten. Als Modellgrundlage dient hier eine modifizierte Form des Monte-Carlo Modells MC-UNIK, mit dem anhand des Zenitwinkels $\theta = 15^\circ$ und einer Million Photonen die Rechnungen durchgeführt werden. Es findet wie zuvor eine vollständige Absorption der am Erdboden ankommenden Strahlung statt. In Abbildung 9.2 ist die Absorptivität (Abb. (a)), Reflexivität (Abb. (b)) und Transmissivität (Abb. (c)) für den homogenen und inhomogenen Fall (1 und 2) und die entsprechenden Differenzen in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. A, R und T beziehen sich immer auf das Gebietsmittel der beiden Wolkenboxen in den Fallunterscheidungen. Anhand der Absorptivität (Abb. (a)) ist die Wellenlängenabhängigkeit des Imaginärteils des Brechungsindex (vgl. Kap. 4.2) festzustellen. Anfänglich (bis $\lambda = 1.6\mu\text{m}$) ist die Zunahme der Absorption noch gering, die aber für Wellenlängen $> 1.6\mu\text{m}$ rapide anwächst. Dieses Verhalten steht direkt in Verbindung mit Abbildung 4.3. Im Vergleich zwischen ICA homogene Mikrophysik (Fall 1) und ICA inhomogene Mikrophysik (Fall 2) ist anhand der Differenz $A(\text{Fall 1}) - A(\text{Fall 2})$ zu bemerken, dass die Absorptivität der homogenen Wolke im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ und $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ größer ist als die der inhomogenen Wolke (positive Differenz). Dieser Vorzeichenwechsel ist im Vergleich zu den Ergebnissen bezüglich der vertikal-variablen Mikrophysik auf den ersten Blick nicht plausibel (Kapitel 8). Die bloße Argumentation, dass der Fall mit den größeren Tropfen (Fall 2) mehr absorbiert und umgekehrt, dass der Fall mit den kleineren Tropfen (Fall 2) mehr reflektiert, genügt nicht, um diesen Sachverhalt zu erklären. Die Reflexivität (Abb. (b)) und Transmissivität (Abb. (c)) verlaufen reziprok zur Absorption, denn mit zunehmender Wellenlänge nehmen diese ab. Aus der Differenz $R(\text{Fall 1}) - R(\text{Fall 2})$ ist zu entnehmen, dass zwischen $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ anfänglich die Reflexivität der homogenen Wolke größer ist (positive Differenz), die ferner durch die höhere Reflexivität der inhomogenen Wolke überboten wird (negative Differenz). Die Differenz der Transmission zeichnet sich durch den Vorzeichenwechsel zwischen $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ und $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ zu negativen Werten aus. Dies bedeutet, dass mit zunehmender Absorption die Transmissivität der inhomogenen Wolke größer wird. Anhand der Ergebnisse stellt sich die Frage, durch welche Ursache die Vorzeichen-

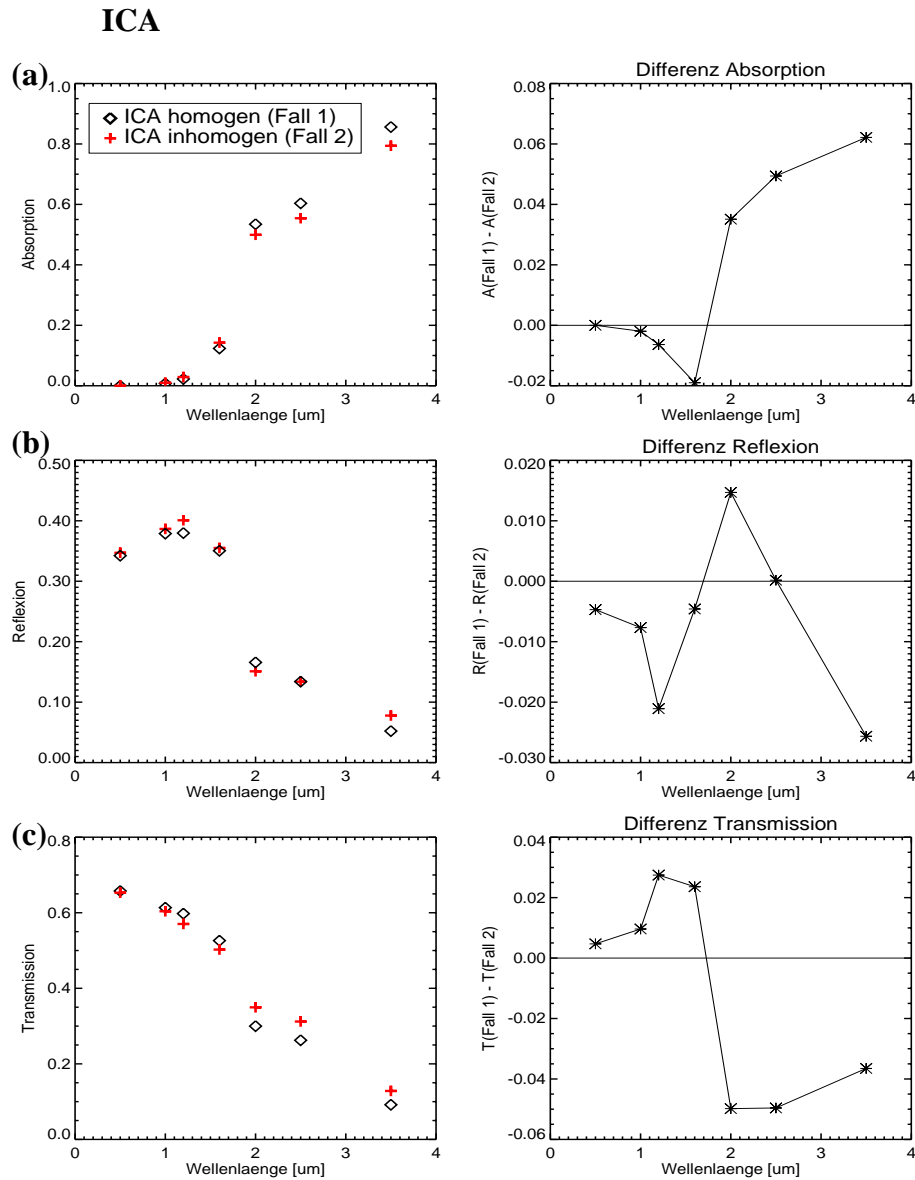


Abbildung 9.2: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 15^\circ$ ohne Horizontaltransport (ICA).

wechsel in den Differenzen hervorgerufen werden. Da der Horizontaltransport zwischen den Boxen ausgeschlossen ist, gilt es den Einfluss der unterschiedlichen optischen Dicken auf die Mikrophysik jeder einzelnen Boxen zu untersuchen.

9.2 Einfluss der optischen Dicke auf das Streu- und Absorptionsvermögen

Im Hinblick auf die Ergebnisse aus 9.1 zeichnet sich anhand $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ die deutlich höhere Absorptivität im homogenen Fall ab und bei $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ wird das Maximum erreicht. Es werden daher an diesen Wellenlängen drei voneinander unabhängige Strahlungstransportrechnungen für $r_{\text{eff}} = 15$, $r_{\text{eff}} = 10$ und $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ mit $\tau=3, 5, 8, 10, 12$ und 15 ausgeführt. Die Randbedingungen in den Modellläufen sind wie zuvor gesetzt. Die Resultate der Absorption als Funktion der optischen Dicke sind für beide Wellenlängen in Abbildung 9.2 (a, b) dargestellt. Es sind vorerst zwei wichtige Kernpunkte aus den

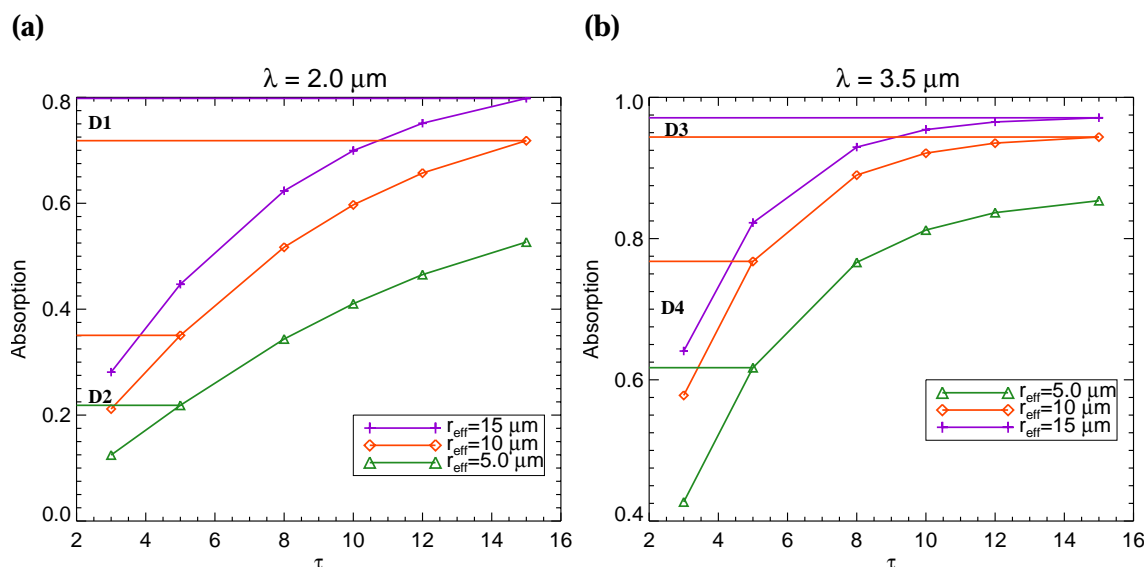


Abbildung 9.3: Absorptivität als Funktion der optischen Dicke für $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ (violett), $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ (orange) und $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ (grün) anhand $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ (a) und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ (b). D1 - D4 sind die Differenzen zwischen der Absorptivität bezogen auf den Vergleich 1 aus Abbildung 9.1.

Graphen in a und b zu entnehmen. Zum einen ist die Absorptivität für den größten Effektivradius immer am höchsten und umgekehrt für den kleinsten immer am geringsten. Zum anderen nimmt die Absorptivität mit der optischen Dicke in jedem Kasus zu. Die Zunahme allerdings ist nicht linear und mit dem Verlauf einer Wurzelfunktion vergleichbar. Dies impliziert, dass für größer werdende optische Dicken die Absorption für jeden Effektivradius einen bestimmten „Sättigungswert“ erreicht. Dieser wird bei $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ schneller erlangt, da hier die Photonenwechselwirkung durch die starke Absorption dominiert wird. Des Weiteren ist bemerkenswert, dass die Kurven für $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ (violett) und $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ (orange) in beiden Abbildungen enger zusammenliegen als die für $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ (grün). In der Gegenüberstellung der Wellenlängen (Abb. (a), (b)) wird dies

bei $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ noch deutlicher hervorgehoben. Diese Tatsache ist der Ausgangspunkt für die Erklärung der Vorzeichenwechsel in der Differenz und der dominierenden Absorption im ICA mikrophysikalischem homogenen Fall für $\lambda > 1.6\mu\text{m}$ in den Ergebnissen 9.1. Daher sind in beiden Abbildungen zur exakten Erläuterung die Schnittpunkte mit der y-Achse für die jeweiligen optischen Dicken (5, 15) der behandelten Effektivradien eingezeichnet. Für die Differenzen D1-D4 gilt:

$$\lambda = 2.0\mu\text{m} :$$

$$D1(\tau = 15) = A(r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}) - A(r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}) = -0.07978 \quad (9.1)$$

$$D2(\tau = 5) = A(r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}) - A(r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}) = 0.13231 \quad (9.2)$$

$$\lambda = 3.5\mu\text{m} :$$

$$D3(\tau = 15) = A(r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}) - A(r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}) = -0.02725 \quad (9.3)$$

$$D4(\tau = 5) = A(r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}) - A(r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}) = 0.15061 \quad (9.4)$$

Die Differenzen der Absorption für $\tau = 15$ (D1, D3) sind zwischen $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ und $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ geringer als für $\tau = 5$ (D2, D4) zwischen $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ und $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$. Diese Kluft ist zwischen D3 und D4 noch erheblicher als zwischen D1 und D2. Der Umstand, dass der Unterschied in der Absorption von $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ und $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ für $\tau = 15$ geringer ist, führt zur Schlussfolgerung, dass die Absorption im mikrophysikalischen homogenen Fall für Wellenlängen $> 1.6\mu\text{m}$ größer ist. Denn die deutlich geringere Absorption in der Box mit $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ im Vergleich zu der mit $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ für $\tau = 5$ wird daher nicht ausgeglichen und führt somit zur größeren Gewichtung in der Gebietsmittelung. Das bedeutet, dass aufgrund der Nichtlinearität in $A(\tau)$ die homogene Mikrophysik in Kapitel 9.1 mit zunehmender Wellenlänge mehr absorbiert. In der Abbildung 9.2 (a, b) sind die zugehörigen Ergebnisse der Reflexion für die beiden Wellenlängen dargestellt. Es gilt in jedem Fall, dass R mit zunehmender optischer Dicke größer wird und in Anlehnung an Abbildung 9.2 jeder Effektivradius einen „Sättigungswert“ erreicht. Außerdem ist die Reflexion für $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ immer am größten. Aus der Gegenüberstellung ist zu entnehmen, dass die Reflexivität für die Wellenlänge $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ unter 15% liegt, da hier die Dominanz der Absorption kaum Reflexion zulässt. Auch das geringere Verhältnis zwischen $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ und $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ ist deutlich erkennbar, vor allem bei $\lambda = 3.5\mu\text{m}$. In Hinblick auf den Vergleich ICA homogene Mikrophysik (Fall 1) zu ICA inhomogene Mikrophysik (Fall 2; vgl. Abb. 9.2 (b)) zeigt dieses Attribut erst bei $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ den größten Einfluss, da hier die Reflexivität der inhomogenen Wolke deutlich größer ist. Die Ergebnisse der Transmission sind in der Darstellung 9.2 abgebildet. Eindeutig erkennbar ist die exponentielle Abnahme der Transmission mit der optischen Dicke, besonders für $\lambda = 3.5\mu\text{m}$. Außerdem spiegelt sich die höchste Durchlässigkeit in der Wolkenbox mit $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ wider, die die Ursache für die höhere Transmissivität im ICA-inhomogenen Fall 2 ist. Durch die Anwendung der ICA-Modellläufe wird der Einfluss der horizontal-variablen Mikrophysik verringert, da nicht die Möglichkeit des horizontalen Photonentransportes gegeben ist. Die Gesamtwirkung geht auf das Streu- und Absorptionsverhalten der Einzelboxen zurück. Der Einfluss der unterschiedlichen

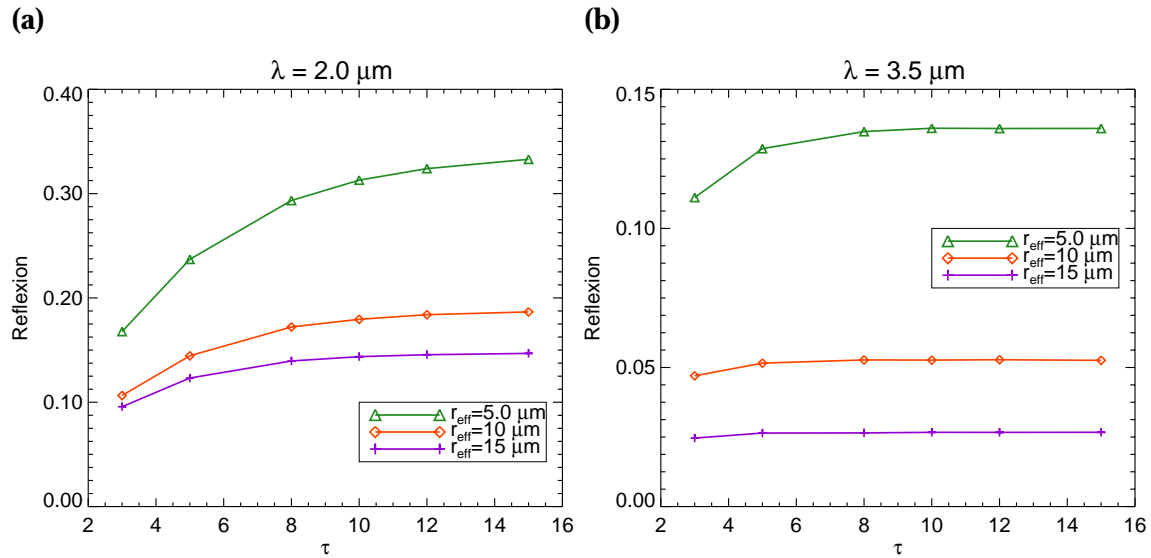


Abbildung 9.4: Reflexivität als Funktion der optischen Dicke für $r_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}$ (violett), $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ (orange) und $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ (grün) anhand $\lambda = 2.0 \mu\text{m}$ (a) und $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ (b).

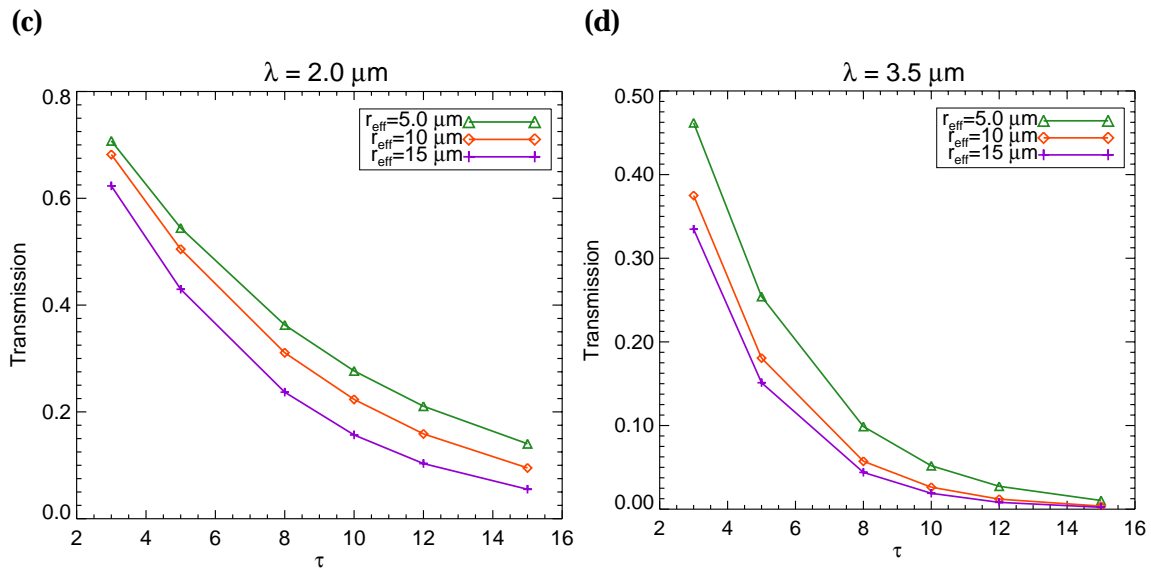


Abbildung 9.5: Transmissivität als Funktion der optischen Dicke für $r_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}$ (violett), $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ (orange) und $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ (grün) anhand $\lambda = 2.0 \mu\text{m}$ (a) und $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ (b).

Mikrophysik in den Einzelboxen wiederum wird durch die unterschiedlichen optischen Dicken geprägt, die folglich bewirken, dass im Wellenlängenbereich mit erhöhter Absorption im homogenen Fall mehr absorbiert wird. Daher werden im nächsten Abschnitt

die Ergebnisse der Strahlungstransportrechnungen mit und ohne Horizontaltransport verglichen. Des Weiteren stellt sich dann die Frage, welche Wirkung der Horizontaltransport auf die Unterschiede in A, R und T zwischen dem homogenen und inhomogenen Fall hervorruft.

9.3 Strahlungstransportrechnungen mit Horizontaltransport

Die vorangegangenen ICA-Rechnungen werden unter gleichen Anfangsbedingungen mit dem MC-UNIK-Modell wiederholt.

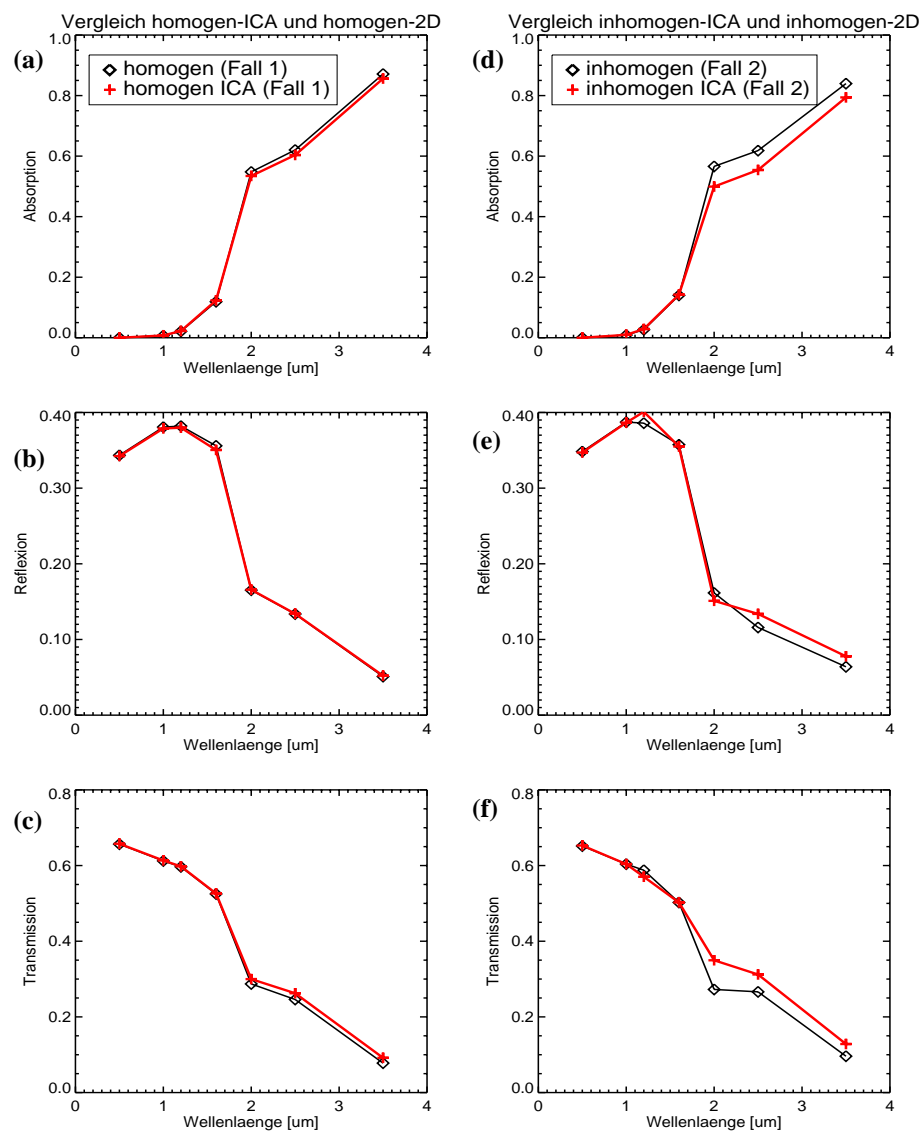


Abbildung 9.6: A, R, T in Abhängigkeit der Wellenlänge für den mikrophysikalisch homogenen Fall (a, b, c) und inhomogenen Fall (d, e, f) mit (schwarz) und ohne (rot) Horizontaltransport.

Der im Modell gegebene Nettohorizontaltransport $H(x, y)$ ist definiert als:

$$H(x, y) = 1 - A(x, y) - R(x, y) - T(x, y), \quad (9.5)$$

wobei A , R und T die Absorptivität, Reflexivität und Transmissivität in den Boxen bezeichnen. Dies bedeutet, dass dann Photonenenergiegewinn in der Box vorliegt, wenn die Summe der einfallenden Photonengewichte größer ist als die Summe der Box verlassenden Gewichte (Scheirer (2001)). Um den direkten Einfluss zu verdeutlichen, sind in Abbildung 9.6 die Ergebnisse der Absorption, Reflexion und Transmission mit (schwarz) und ohne (rot) Horizontaltransport für den mikrophysikalischen homogenen (Abb. (a), (b), (c)) und inhomogenen (Abb. (d), (e), (f)) Fall für $\theta = 15^\circ$ dargestellt. Die Konsequenz des Horizontaltransportes ist im mikrophysikalisch-homogenen Fall relativ gering, da die Mikrophysik in beiden Boxen gleich ist. Erst für Wellenlängen ab $\lambda = 2.0 \mu\text{m}$ sind minimale Unterschiede in der Absorption (Abb. (a)) und Transmission (Abb. (c)) zu erkennen, da unterhalb dieser Wellenlänge fast nur Streuung stattfindet. Die geringen Unterschiede sind durch die unterschiedlichen optischen Dicken erklärbar.

Interessanter ist der Vergleich mit den Modellboxen, deren Effektivradien unterschiedlich sind (Abb. (d), (e), (f)). Die gegebene Möglichkeit des seitlichen Eindringens in den optisch dickeren Bereich, in dem außerdem die Einfachstreueralbedo geringer ist, führt zu einer Erhöhung der Absorption ab $\lambda > 1.6 \mu\text{m}$ (Abb. (d)). Zur Unterstützung die-

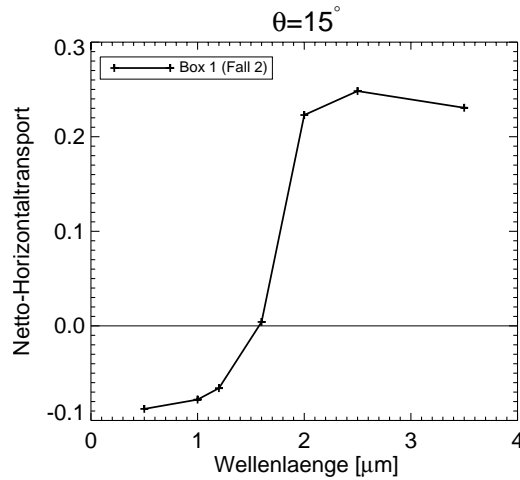


Abbildung 9.7: Horizontaltransport in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Box 1 ($r_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}$, $\tau = 15$) aus Abbildung 9.1 anhand $\theta = 15^\circ$.

ser Argumentation ist in Abbildung 9.7 der Nettohorizontaltransport der ersten Box mit $r_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}$ aus Fall 2 dargestellt. Im Bezug zu Gleichung 9.5 bedeuten aufgrund der Anschaulichkeit positive Werte einen Nettogewinn und negative einen Nettoverlust. Da in dieser Modellgrundlage nur zwei Boxen vorhanden sind, entspricht ein Gewinn der einen Box exakt dem Verlust der anderen Box. Man erkennt, dass ab der Wellenlänge $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ die Box ausschließlich Photonenenergie gewinnt, die letztlich zur Erhöhung der Absorption beiträgt. Aufgrund der erhöhten Absorption in den Rechnungen mit

Horizontaltransport sind dementsprechend die Transmissivität und Reflexivität in den ICA-Rechnungen höher (vgl. Abb. 9.6 (e), (f)). Um den Einfluss der inhomogenen Mikrophysik in den Rechnungen mit Horizontaltransport hervorzuheben, ist in Abbildung 9.8 die Absorptivität (Abb.(a)), Reflexivität (Abb. (b)) und Transmissivität (Abb. (c)) für den homogenen und inhomogenen Fall (1 und 2) und die Differenzen in Abhängigkeit der Wellenlängen im Vergleich dargestellt. Charakteristisch ist die Entwicklung von A,

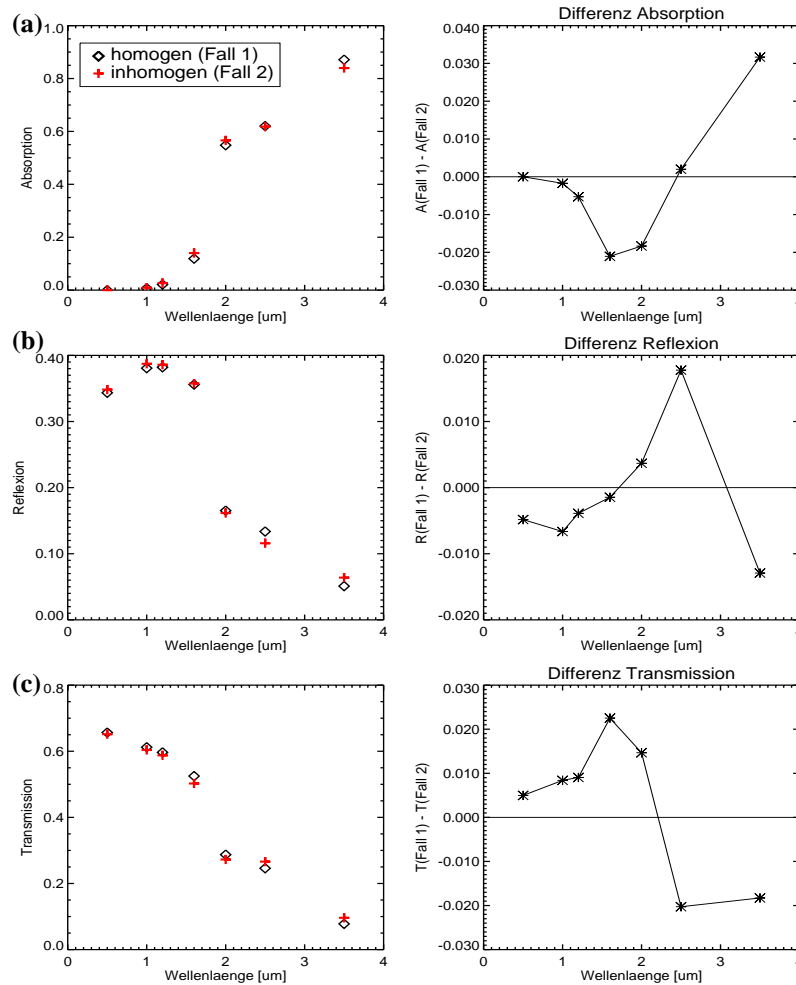


Abbildung 9.8: A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 15^\circ$ mit Horizontaltransport.

R und T mit der Wellenlänge (vgl. Kap. 8). Der Verlauf der Differenzen erinnert an die Ergebnisse der ICA-Rechnungen. Dies beinhaltet unter anderem, dass aus der Differenz der Absorption erkenntlich wird, dass die homogene Mikrophysik die höhere Absorptivität bei $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ aufweist. Um die Unterschiede hinsichtlich der Differenzen der ICA-Rechnungen zu verdeutlichen, werden in Abbildung 9.9 die Differenzen der ICA-Rechnungen mit den Differenzen aus Abbildung 9.8 direkt verglichen. Zur Veranschaulichung sind noch einmal die Fallunterscheidungen im linken Bildbereich skizziert. Die

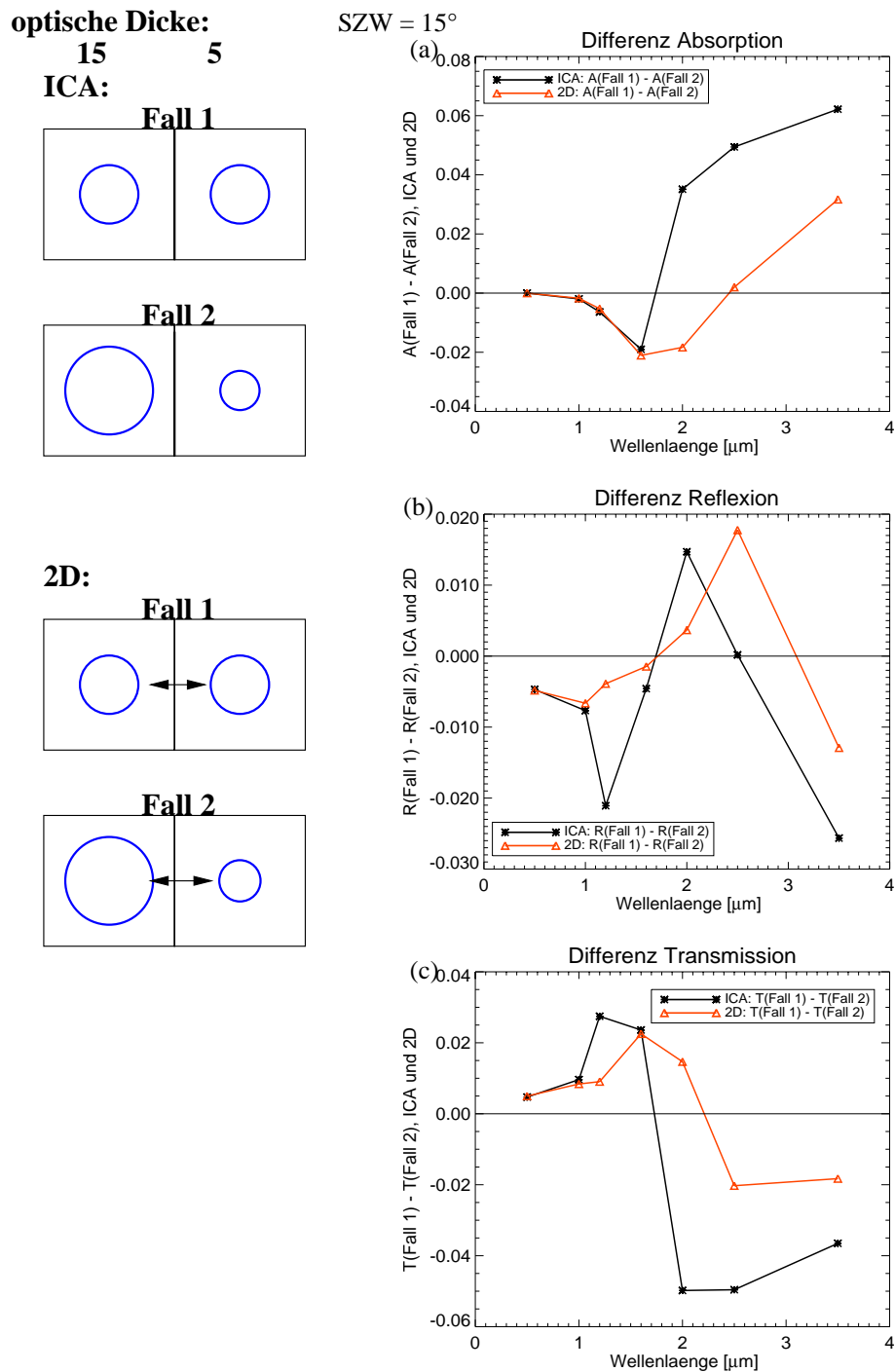


Abbildung 9.9: Differenzen in A , R und T (Homogen (Fall 1) - Inhomogen (Fall 2)) in Abhängigkeit der Wellenlänge mit (orange) und ohne (schwarz) Horizontaltransport anhand $\theta = 15^\circ$. Im linken Bildbereich sind die Modellskizzen des Vergleiches zwischen ICA (oben) und mit Horizontaltransport (unten) zur Veranschaulichung dargestellt.

Differenzen der Absorption (Abb. (a)) zeigen bis $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ einen nahezu identischen Verlauf. Dies begründet sich zum einen durch die in diesem Wellenlängenbereich geringe Absorption und zum anderen durch den geringen Verlust an Photonenenergie der Box 1 mit $r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$ an die Box 2 mit $r_{\text{eff}} = 5\mu\text{m}$ (vgl. Abb. 9.7). Der Vorzeichenwechsel der ICA-Absorptionsdifferenz tritt zwischen $\lambda = 1.6$ und $2.0\mu\text{m}$ ein, allerdings in der Differenz mit Horizontaltransport erst bei $\lambda = 2.5\mu\text{m}$. Dies ist dadurch begründet, dass der Effekt des Horizontaltransportes die Absorption im 2D-inhomogenen Fall erhöht (vgl. Kap. 9.6) und somit dem Einfluss der geringeren Differenz zwischen $r_{\text{eff}} = 15$ und $r_{\text{eff}} = 10\mu\text{m}$ in der Absorption als Funktion der optischen Dicke (vgl. Abb. 9.2) entgegen wirkt. Auch in der Differenz der Transmission und Reflexion (Abb. (c), (d)) erkennt man den „verzögerten“ Kurvenverlauf, der auf dem Effekt des gegebenen Horizontaltransportes basiert.

Mit diesen Untersuchungsschritten ist exemplarisch gezeigt worden, dass einerseits der nicht-lineare Verlauf von A, R und T als Funktion der optischen Dicke dazu führt, dass im mikrophysikalisch homogenen Fall 1 mit zunehmender Wellenlänge mehr absorbiert wird als im mikrophysikalisch inhomogenen Fall 2. Andererseits ist durch den Horizontaltransport ein Gewinn an Photonenenergie in der optisch dickeren Box zu verzeichnen, die zu einer Erhöhung der Absorption im mikrophysikalisch inhomogenen Fall 2 führt. Dieser Gewinn ist allerdings nicht bei allen Wellenlängen gegeben (vgl. Abb. 9.7 $\lambda = 0.5, 1.0, 1.2\mu\text{m}$) und mit dem flachen SZW $\theta = 15^\circ$ zu begründen. Denn die Untersuchungen für flachere SZW ($30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und 75°) haben gezeigt, dass zum einen der Horizontaltransport erhöht und zum anderen ausschließlich in die optisch dickere Box transportiert wird. Dazu ist in Abbildung 9.10 wieder der Nettohorizontaltransport der optisch dickeren Box 1 aus Fall 2 dargestellt, allerdings für $\theta = 75^\circ$. Es zeichnen sich an jeder Wel-

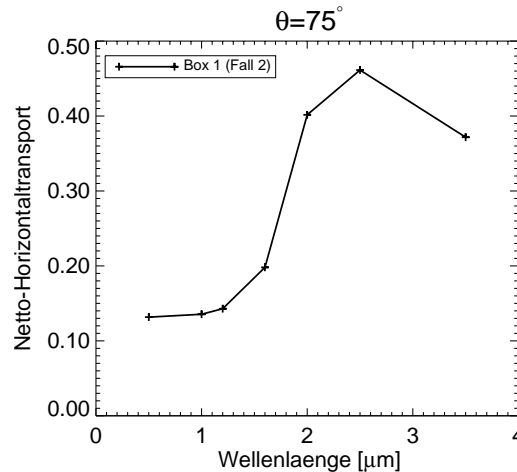


Abbildung 9.10: Horizontaltransport in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Box 1 ($r_{\text{eff}} = 15\mu\text{m}$, $\tau = 15$) aus Abbildung 9.1 anhand $\theta = 75^\circ$.

lenlänge ausschließlich positive Werte ab, die außerdem im Vergleich zu Abbildung 9.7 höhere Werte annehmen. Dieser vermehrte Transport in die optisch dickere Box führt da-

zu, dass in den der Absorption die homogene Mikrophysik erst bei $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ die höhere Absorptivität aufweist. Dazu sind im Anhang in den Abbildungen B.1 - B.4 die Ergebnisse für A, R und T mit flacheren Winkeln ($\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) dargestellt. Die Erhöhung des Nettohorizontaltransportes mit flacheren Sonnenständen steht in Verbindung mit der schon in Kapitel 8 erwähnten verlängerten Aufenthaltsdauer der Photonen. Der Effekt des Transportes ausschließlich in die optisch dickere Box begründet sich dadurch, dass die Photonen in der optisch dünneren Box ($\tau = 5$) durch den flachen Einfallswinkel und der geringen Extinktion die Box beinahe horizontal durchqueren und in die optisch dickere Region gelangen. Dort führt die geringere Einfachstreueralbedo zur stärkeren Gewichtung und somit zu einer Erhöhung der Absorption. (Scheirer (2001)). Allerdings ist anzumerken, dass die unterschiedlichen optischen Dicken den größten Einfluss auf die Absorptivität haben, denn mit zunehmender Wellenlänge absorbiert die homogene Mikrophysik trotz des Horizontaltransportes mehr. Daher werden im nächsten Abschnitt Ergebnisse der Strahlungstransportrechnungen mit variierten Anfangsbedingungen vorgestellt, um den Einfluss der optischen Dicke und dem Horizontaltransport zu modifizieren und die Studie zu ergänzen.

9.4 Ergebnisse der variierten 2D-Wolke

Der in Abbildung 9.11 dargestellte Vergleich 2 ist in Hinblick auf die optische Dicke variiert worden. Im Gegensatz zu Vergleich 1 aus Abbildung 9.1 ist die optische Dicke der jeweiligen linken Box verringert ($\tau = 15 \rightarrow 12$) und die der rechten vergrößert ($\tau = 5 \rightarrow 8$) worden. Die durchgeführten Strahlungstransportrechnungen sind unter gleichen Bedin-

Vergleich 2:

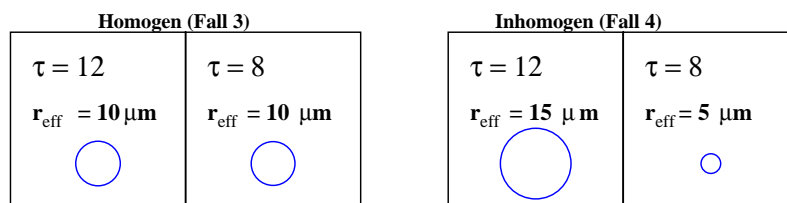


Abbildung 9.11: Modellskizze des 2D homogenen (3) und inhomogenen (4) Falles.

gungen wiederholt worden (mit und ohne Horizontaltransport). Um den Effekt der variierten optischen Dicken auf die Absorptivität im Vergleich von homogener und inhomogener Mikrophysik zu verdeutlichen, ist in Abbildung 9.12 (a, b, c, d) die Absorptivität und die Differenzen aus Vergleich 1 (Fall 1 und Fall 2) in (a) und (b) und Vergleich 2 (Fall 3 und Fall 4) in (c) und (d) dargestellt. Die Graphen beziehen sich auf die Rechnungen mit Horizontaltransport anhand $\theta = 15^\circ$. Die Ergebnisse der Reflexion und Transmission sind für Vergleich 2 im Anhang in Abbildung A.5 dargestellt. In der Betrachtung der Differenzen wird deutlich, dass im Vergleich 2 mit $\tau = 12$ und 8 (Abb. d) die homogene Mikrophysik zwischen $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ und $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ die höhere Absorptivität aufweist.

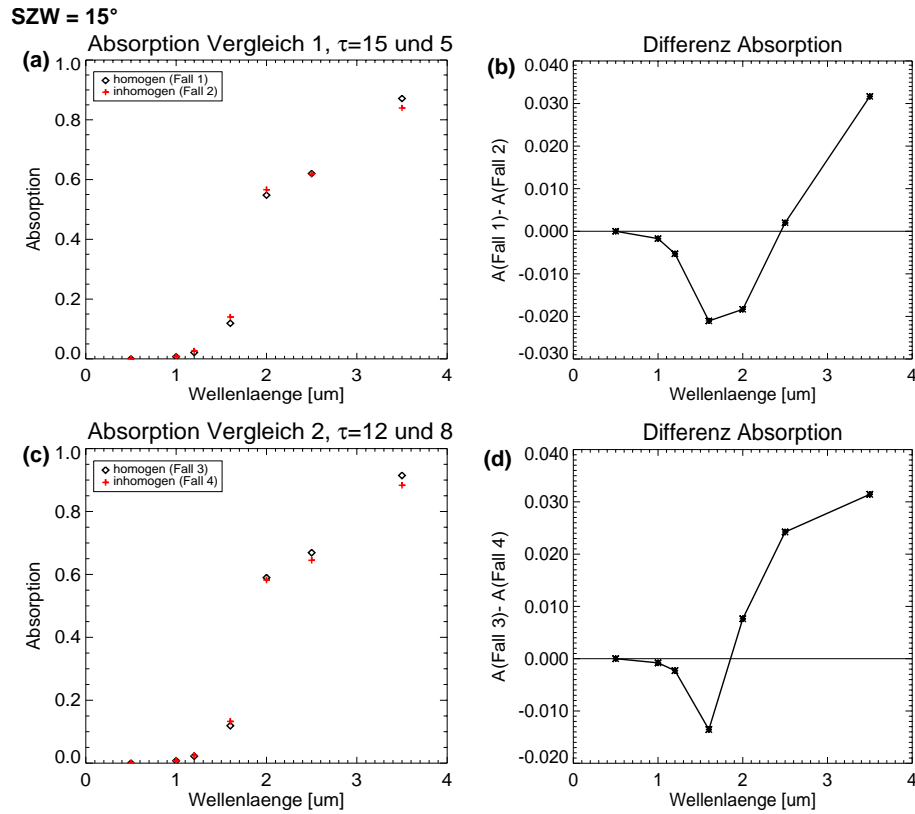


Abbildung 9.12: Absorptivität in Abhängigkeit der Wellenlänge und die Differenzen für Vergleich 1 (a,b) und Vergleich 2 (c,d).

Im Gegensatz dazu ist diese in Vergleich 1 mit $\tau = 15$ und 5 (Abb. b) zwischen $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ und $\lambda = 2.5\mu\text{m}$ zu verzeichnen (vgl. Abb. 9.8 a). Diese „Verzögerung“, wie schon in Kapitel 9.3 diskutiert, ist durch den Horizontaltransport in Vergleich 2 nicht gegeben. Es stellt sich die Frage, warum der Effekt der Erhöhung der Absorptivität durch den Horizontaltransport in Vergleich 2 einen geringeren Einfluss hat. Zunächst soll festgestellt werden, ob auch in Vergleich 2 der Horizontaltransport insgesamt zu einer Erhöhung der Absorption geführt hat. Dazu ist in Darstellung 9.13 die Absorptivität der Rechnung mit und ohne Horizontaltransport als Funktion der Wellenlänge für den mikrophysikalischen inhomogenen Fall 4 anhand $\theta = 15^\circ$ abgebildet. Auch in diesem Ansatz ist ab $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ eine höhere Absorptivität im Vergleich zur ICA-Rechnung (grün) gegeben. Dies steht in direkter Verbindung mit Abbildung 9.6. Um zu zeigen, dass die Erhöhung einen geringeren Einfluss hat, wird der Netto-Horizontaltransport der inhomogenen Fälle (2 und 4) in die Diskussion miteinbezogen. In Abbildung 9.14 (a, b, c, d) sind die Transporte in Abhängigkeit der Wellenlänge für $\theta = 15^\circ$ (Abb. (a), (b)) und 75° (Abb. (c), (d)) dargestellt. In der Bildmitte sind noch einmal die Fallbeispiele (2 und 4) aufgeführt, und die Graphen links (a und c) beziehen sich auf die Ergebnisse der ersten Box beider Fälle ($r_{\text{eff}}=15\mu\text{m}$, mit $\tau = 15$ schwarz und $\tau = 12$ rosa). Die rechten Graphen (b und d) entsprechen denen der zweiten Box ($r_{\text{eff}}=5\mu\text{m}$, mit $\tau = 5$ schwarz und $\tau = 8$ rosa). Mit dieser Be-

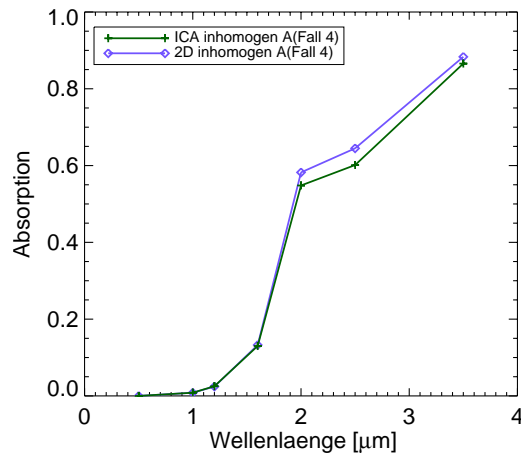


Abbildung 9.13: Absorptivität in Abhängigkeit der Wellenlänge für den mikrophysikalischen inhomogenen Fall 4 mit (blau) und ohne (grün) Horizontaltransport.

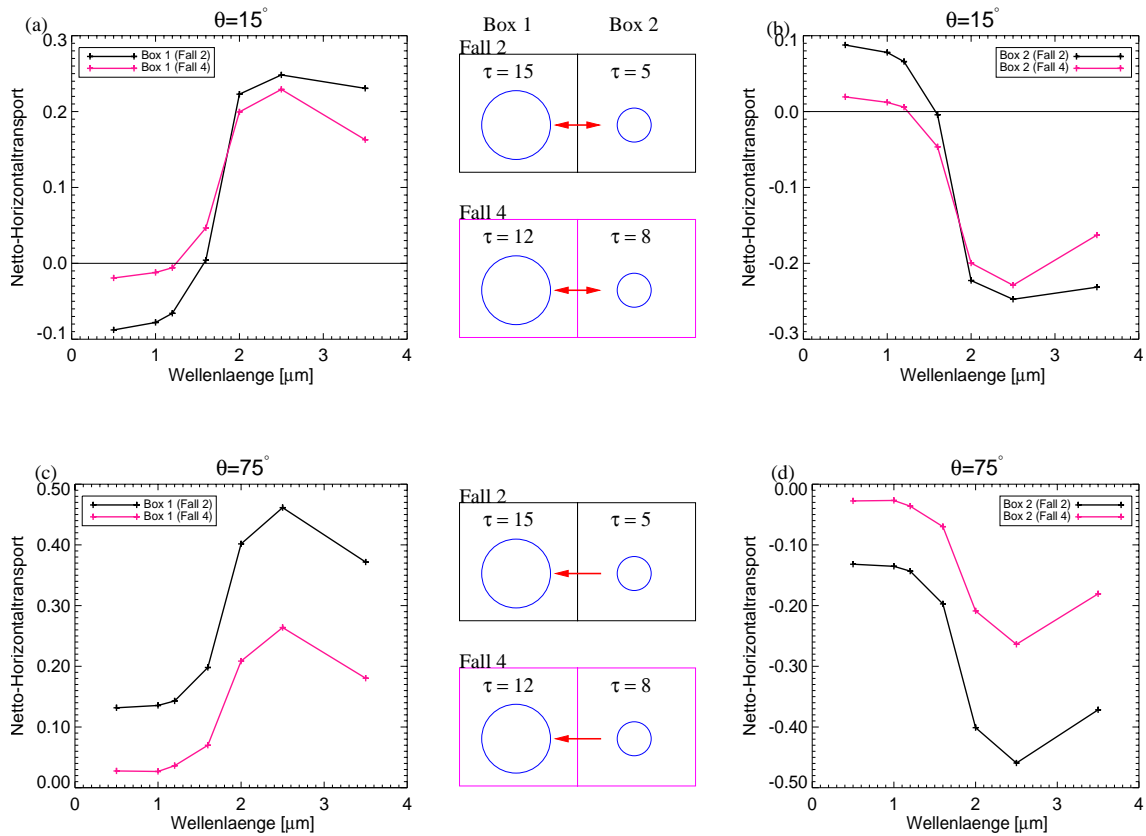


Abbildung 9.14: Horizontaltransporte in Abhängigkeit der Wellenlänge für $\theta = 15^\circ$ (a und b) und 75° (c und d). Vergleichen werden die Transporte der Einzelboxen der Fälle 2 und 4: Box 1 mit $r_{\text{eff}} = 15 \mu\text{m}$ für $\tau = 15$ (schwarz) und $\tau = 12$ (rosa) sowie Box 2 mit $r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$ für $\tau = 5$ (schwarz) und $\tau = 8$ (rosa).

trachtungsweise kann zum einen festgelegt werden, in welche Richtung der Transport stattfindet (Box 1 \longleftrightarrow Box 2), und zum anderen kann man die Stärke des Transportes direkt für beide Fälle vergleichen. Die Darstellung für $\theta = 75^\circ$ (Abb. (c), (d)) soll noch einmal verdeutlichen, dass für flache Zenitwinkel der Transport ausschließlich in die optisch dickere Region stattfindet (vgl. Kap. 9.3). Die Ergebnisse für $\theta = 15^\circ$ (Abb. (a), (b)) demonstrieren, dass der Transport in beide Richtungen (Box 1 \longleftrightarrow Box 2) in Fall 4 immer geringer als im Vergleich zu Fall 2. Noch deutlicher ist dies in Abbildung (c) und (d) zu erkennen. Der geringere Horizontaltransport in Fall 4 führt dazu, dass dem Effekt der Nichtlinearität (vgl. Kap. 9.2) in $A(\tau)$ eine geringere Gegenwirkung gegeben ist. Denn der Horizontaltransport führt zu einer Erhöhung der Absorptivität im inhomogenen mikrophysikalischen Fall (vgl. Kap. 9.3). Diese ist zwar auch in Vergleich 2 gegeben (vgl. Abb. 9.13), aber nicht ausreichend genug, um dem Einfluss der unterschiedlichen optischen Dicken entgegenzuwirken. Somit absorbiert der mikrophysikalisch homogene Fall 3 ab dem Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ und $\lambda = 2.0\mu\text{m}$ mehr als im inhomogenen Fall 4. Dies liegt darin begründet, dass die erhöhte optische Dicke in der zweiten Box ($\tau = 5 \rightarrow 8$) und entsprechend die höhere Extinktion mehr Streuung bewirken. Das heißt, dass weniger Photonen „ungehindert“ in die optisch dickere Region gelangen und effektiv zur Absorption beitragen können (geringere Einfachstreuung). Außerdem ist anzumerken, dass die Absorptivität des homogenen Falles 3 für Wellenlängen mit starker Absorption höher ist als im homogenen Fall 1 (vgl. Tabelle 9.1). Das steht in direk-

$\theta = 15^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität
Fall 1	2.0	0.54505
	2.5	0.62029
	3.5	0.87123
Fall 3	2.0	0.58980
	2.5	0.66910
	3.5	0.91468

Tabelle 9.1: Absorptivität als Funktion der Wellenlänge für die mikrophysikalischen homogenen Fälle (1 und 3)

ter Verbindung mit der Nichtlinearität in $A(\tau)$ (vgl. Kap. 9.2). Auf die gesamte Studie bezogen, bedeutet dies, dass der Horizontaltransport insgesamt zu einer Erhöhung der Absorptivität führt, wobei diese von der Stärke des Transportes abhängig ist. Die Stärke des Transportes wiederum ist vom Gradienten der optischen Dicken abhängig. Ist dieser groß ($\tau = 15$ und 5) findet mehr Transport statt und der Beitrag zur Erhöhung der Absorptivität ist größer. Ist der Gradient geringer ($\tau = 12$ und 8), findet weniger Transport statt und auch die Absorptivität im mikrophysikalisch-inhomogenen Fall ist geringer. In Vergleich 2 bewirken flachere Zenitwinkel nur eine geringere Erhöhung des Horizontaltransportes (vgl. Abb. 9.14 (a und c) Fall 4 (rosa)) in die optisch dickere Region. Dies wirkt sich dementsprechend auch auf die Absorptivität der homogenen und inhomogenen Mikrophysik aus. Die Ergebnisse der Differenz der Absorption (Fall 3 - Fall 4) zeigen

für flache Zenitwinkel, dass die homogene Mikrophysik (Fall 3) auch an Wellenlängen mit geringerer Absorptivität mehr absorbiert. Die zugehörigen Ergebnisse sind mit der Reflexivität und Transmissivität im Anhang in den Abbildungen C.1 - C.5 dargestellt. Insgesamt gilt, dass die Untersuchung der horizontal-variablen Mikrophysik (2D-Fall) sehr viel komplexere Auswirkungen auf den ST hat. Obwohl es sich um ein relativ einfaches Modell handelt, waren die Ergebnisse nur mit der Eingrenzung unterschiedlicher Faktoren interpretierbar. In dieser Fallstudie wird deutlich, dass die Unterschiede in der Absorption, Reflexion und Transmission durch die unterschiedliche Mikrophysik vom Sonnenstand, dem Horizontaltransport und der optischen Dicke abhängig ist. Bei Wellenlängen mit starker Absorption führt das Attribut des nicht-linearen Verlaufes von A, R und T mit der optischen Dicke dazu, dass die Absorptivität im mikrophysikalisch-homogenen Fall überschätzt wird.

Kapitel 10

3D-Wolke

Für gewöhnlich werden in globalen Zirkulationsmodellen (GCM, Global Circulation Model) Wolken homogen (horizontal und vertikal) planparallel repräsentiert. Diese Annahme steht in Kontrast zu realen Wolkenfeldern, die horizontale und vertikale Inhomogenitäten bezüglich ihrer Mikrophysik aufweisen. In den vorherigen Kapiteln sind durch verschiedene Vergleiche zwischen der Annahme vertikaler und oder horizontaler homogener und inhomogener Mikrophysik die Unterschiede im Strahlungsfluss exemplarisch demonstriert worden. Ein Schwerpunkt in der Untersuchung von 3D-Wolkenfeldern liegt in der Absorption, die durch die Homogenisierung unterschätzt wird (Scheirer (2001)). In diesem Kapitel soll anhand eines 3D-homogenen und -inhomogenen Wolkenfeldes dieser Effekt untersucht werden. Die Kenntnis über den Effekt der Inhomogenität der Mikrophysik auf den Strahlungstranport ist unerlässlich, um Wolkenparametrisierungen in Klimamodellen verbessern zu können (Pawlowska et al. (1998)).

10.1 Wolkengenerator CLABAUTAIR

In Zusammenarbeit mit Dr. R. Scheirer (Roland.Scheirer@dlr.de) wurde mit dem Wolkengenerator CLABAUTAIR (Scheirer und Schmidt (2004)) aus der Flugzeugmessung vom 05.09.2001 (vgl. Kap. 2) ein 3D-Wolkenfeld erstellt. CLABAUTAIR steht für **cloud liquid water content and effective radius retrieval by an automated use of aircraft measurements**. Dies beinhaltet, dass der gemessene Effektivradius, der Flüssigwassergehalt (LWC) und die Flugdaten verwendet wurden. Der Generator entwickelt ein 3D-Wolkenfeld, in dem die statistischen Eigenschaften aus den mikrophysikalischen Flugzeugmessungen ohne Kenntnis der Wolkenstruktur reproduziert werden. Das bedeutet, dass Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und Autokorrelationsfunktionen (AKFs) für jede Wolkenschicht berechnet werden. Die in den AKFs gefundenen Muster werden dann benutzt, um aus den Flugdaten (Latitude, Longitude, Altitude) ein komplettes 3D-Feld zu extrapolieren (im Detail Scheirer und Schmidt (2004)). Das aus den Messungen und CLABAUTAIR entstandene Wolkenfeld ist in Abbildung 10.1 dargestellt. Es besteht in x-Richtung aus 151 und in y-Richtung aus 130 Gitterboxen mit $\Delta x, y = 0.5\text{km}$ mit einer vertikalen Erstreckung von 2.9 km ($\Delta z = 0.1\text{km}$). Das 3D-Wolkenfeld ist sehr unterschiedlich

strukturiert. Neben den Wolkenlücken (weiße Gebiete) sind Regionen mit dichter Bewölkung (dunkelgraue Gebiete) zu finden. Das zugehörige horizontal-homogene Wolken-

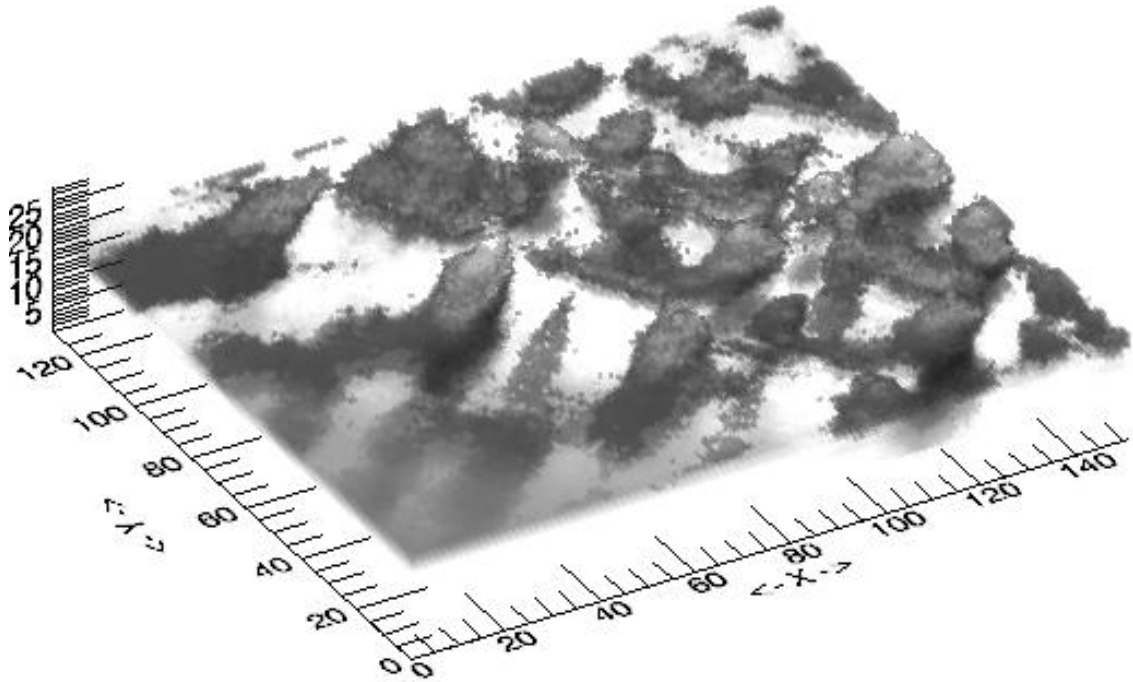


Abbildung 10.1: Dreidimensionale Form des aus der Flugzeugmessung vom 05.09.2001 und dem Wolkengenerator CLABAUTAIR (Scheirer und Schmidt (2004)) entstandenen Wolkenfeldes. Die Abbildung ist aus persönlichen Mitteilungen von Dr. R. Scheirer.

feld beinhaltet, dass in jeder Schicht (x,y-Richtung) der dortige mittlere effektive Radius eingesetzt wurde, wobei die Wolkenlücken und die Extinktionskoeffizienten erhalten bleiben. In Abbildung 10.2 ist das Feld der optischen Dicke dargestellt, das für beide Fälle gleich ist. Die optische Dicke spiegelt die Variabilität der in 10.1 dargestellten 3D Form wider, denn die Regionen mit dichter Bewölkung weisen die höchste optische Dicke auf (hellblau bis rot).

10.2 Die Absorptivität des horizontal-homogenen und -inhomogenen Wolkenfeldes

Anhand des zur Verfügung gestellten horizontal inhomogenen und homogenen 3D-Wolkenfeldes sind Strahlungstransportrechnungen an gewählten Wellenlängen und gleichen Modellbedigungen (Bodenalbedo = 0) durchgeführt worden. In allen Monte-Carlo-Rechnungen beträgt der Zenitwinkel $\theta = 30^\circ$ und der Azimutwinkel $\phi = 90^\circ$. Das heißt, die Photonen treffen parallel zur y-Achse in das Wolkenfeld ein. Die gewählte Anzahl der Photonen beträgt 30 Millionen, die statistisch hinreichend ist. Denn eine Untersuchung vorab hat gezeigt, dass fünf Modellläufe unter gleichen Voraussetzungen

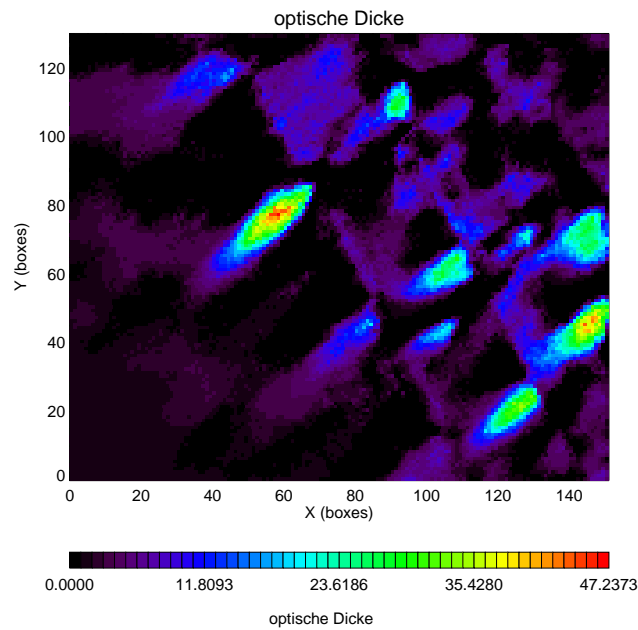


Abbildung 10.2: *Optische Dicke des 3D-Wolkenfeldes*

zu einer mittleren Absorptivität (0.613663) mit einer geringen Standardabweichung von $4.22309e-05$ geführt haben. In dem folgenden Ergebnisteil wird exemplarisch die Absorptivität des homogenen und inhomogenen Wolkenfeldes anhand der Wellenlängen $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ und $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ diskutiert. Das heißt in Anlehnung an die vorherigen Kapitel, dass bei $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ die Absorptivität im Vergleich zu $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ relativ gering ist. In der Abbildung 10.2 (a, b) ist die Absorptivität des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b) anhand $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ dargestellt. Aus der Gegenüberstellung der Felder und durch die Farbskala wird gezeigt, dass das inhomogene Wolkenfeld vor allem in den optisch dicken Gebieten (vgl. Abb. 10.2) die höhere Absorptivität aufweist (hellgrün bis rot). Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 10.4 die Differenz der Absorption zwischen dem homogenen und inhomogenen Wolkenfeld dargestellt. Die Absorption des homogenen Feldes ist immer geringer und die größten Abweichungen sind in den Regionen mit hoher optischer Dicke zu verzeichnen (blau bis schwarz). Dies begründet sich zum einen dadurch, dass bei $\lambda = 1.6\mu\text{m}$ mehr Streuprozesse stattfinden, die Photonen das gesamte Feld „durchwandern“ und in die optisch dicken Regionen eindringen können. Da die Absorption nicht nur von der Zahl der Streuprozesse abhängig ist, sondern auch von Regionen mit geringer Einfachstreueralbedo, wird in den optisch dickeren Gebieten des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes mehr absorbiert. Denn in diesen Gebieten sind die Effektivradien größer, die die geringeren Einfachstreueralbeden (vgl. Kap. 5) aufweisen und aktiv zur Absorption beitragen. Im homogenisierten Fall entsprechen die Extinktionskoeffizienten und die optische Dicke zwar denen des inhomogenen Feldes, aber durch die Homogenisierung (mittlerer Radius jeder Schicht) sind die Effektivradien in diesen Bereichen kleiner und die Einfachstreueralbeden größer als im

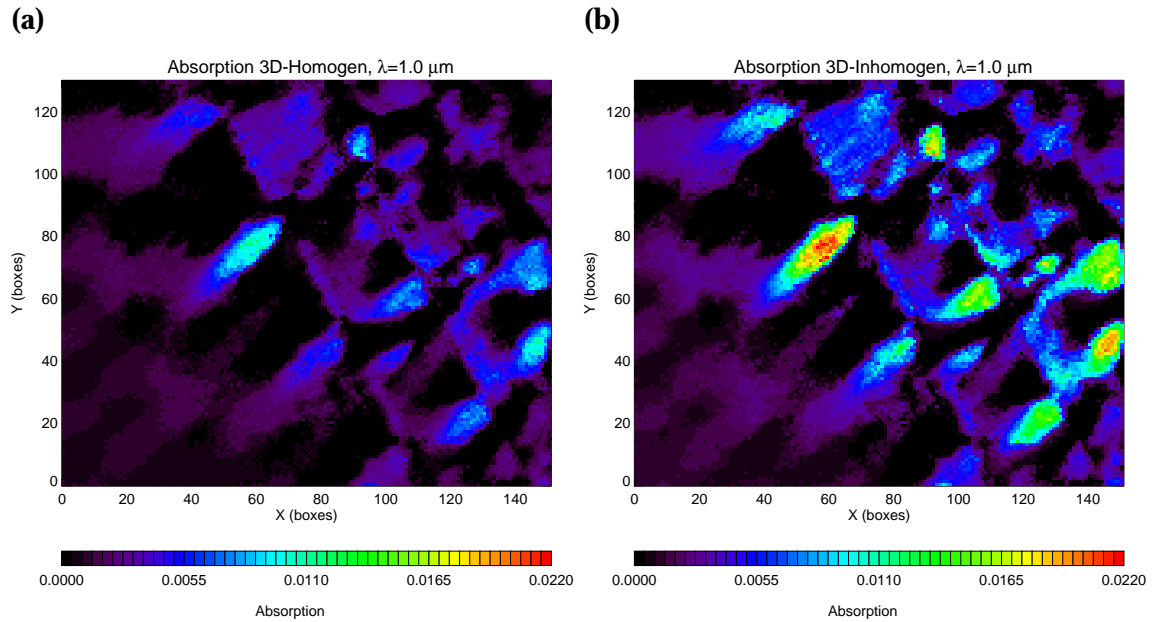


Abbildung 10.3: Absorptivität des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b) anhand $\lambda = 1.6\mu\text{m}$.

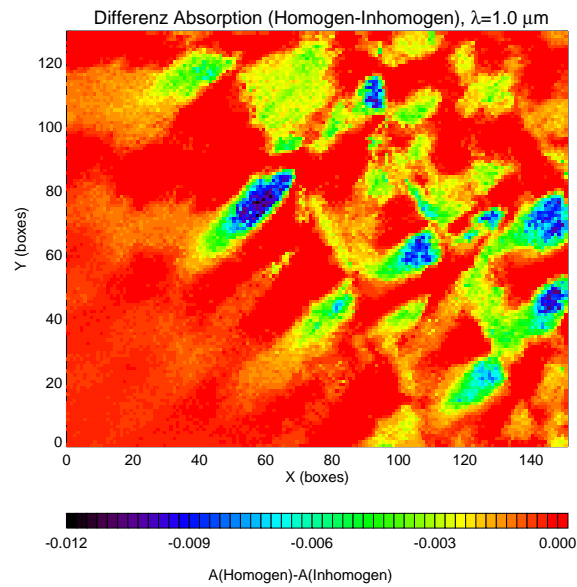


Abbildung 10.4: Differenz der Absorptivität (homogen - inhomogen) anhand $\lambda = 1.6\mu\text{m}$

inhomogenen Fall. Die optisch dünnen Gebiete haben einen geringeren Einfluss, da hier die Zahl der Streuprozesse geringer ist. Im Vergleich dazu sind in Abbildung 10.2 die Ergebnisse für $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ dargestellt. Zunächst gilt für beide Fälle (Abb. (a) homogen, (b)

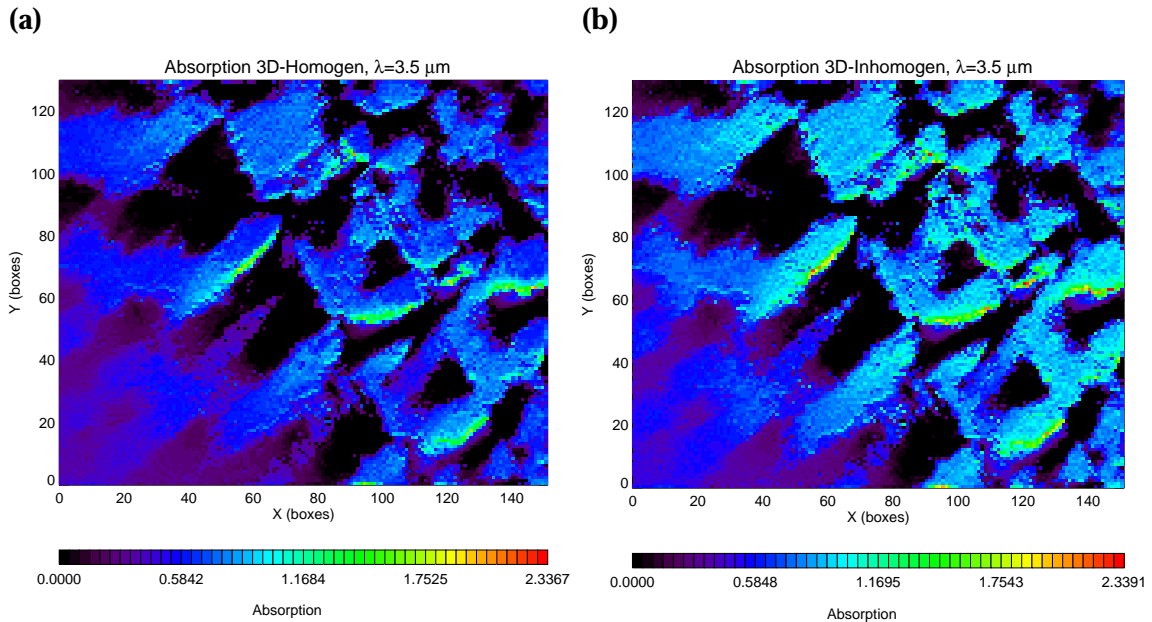


Abbildung 10.5: Absorptivität des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b) anhand $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$

inhomogen), dass die Absorption im Vergleich zu Abbildung 10.2 zugenommen hat. Wo- bei anhand dieser Wellenlänge die Maxima (hellgrün bis rot) der Absorption nicht in den Regionen mit höchster optischer Dichte erreicht werden, sondern an den Wolkenrändern auftreten (entlang positiver y-Richtung). Dieses Phänomen lässt sich mit dem gewähl- ten Sonnenstand ($\theta = 30^\circ$, $\phi = 90^\circ$) und der starken Absorption an jedem Streuprozess erklären. Da die Photonen parallel zur y-Richtung (positive Richtung) in die Wolke ein- treten und die Einfachstreueralbedo insgesamt für jeden Effektivradius geringer ist als bei $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$, finden weniger Streuprozesse statt. Sobald die Photonen an den Südrän- dern der Wolkenregion eintreffen, werden sie vorwiegend absorbiert. Das heißt, dass die Photonen nicht mehr das ganze Wolkenfeld „durchwandern“ können und weniger Photonen in die optisch dicken Regionen gestreut werden. Aus dem Vergleich der Diffe- renzen (vgl. Abb. 10.6) wird daher deutlich, dass die maximal negativen Abweichungen (bis 60%) an den Wolkenrändern auftreten. In den Gebieten mit hohen optischen Dichten betragen die negativen Abweichungen dennoch (grün bis hellblau) 30%. Es treffen zwar weniger Photonen in dieses Gebiet ein, aber der Effekt der größeren Effektivradien über- wiegt im mikrophysikalisch inhomogenen Fall. Anhand der spektralen Aufschlüsselung ($\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ und $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$) wird deutlich, dass die Unterschätzungen in der Annah- me horizontaler mikrophysikalischer Homogenität bei der Wellenlänge $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ am größten ist. In der breitbandigen Betrachtung haben diese einen geringeren Einfluss, denn das Maximum des solaren Spektrums liegt im sichtbaren Bereich, das heißt an den Wellenlängen, an denen das Absorptionsvermögen der Wolkentropfen gering ist und die

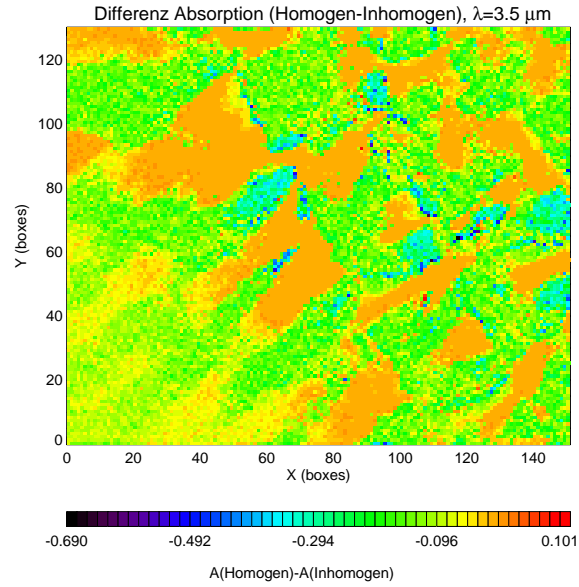


Abbildung 10.6: Differenz der Absorptivität (homogen - inhomogen) anhand $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$

Unterschätzungen minimal sind (vgl. Abb. 10.4). Die Auswirkung dessen soll Abbildung 10.2 verdeutlichen. Dargestellt ist die Absorption der breitbandigen Betrachtungen für das homogenisierte Feld (a) und das inhomogene Wolkenfeld (b). Die relativen Maxima

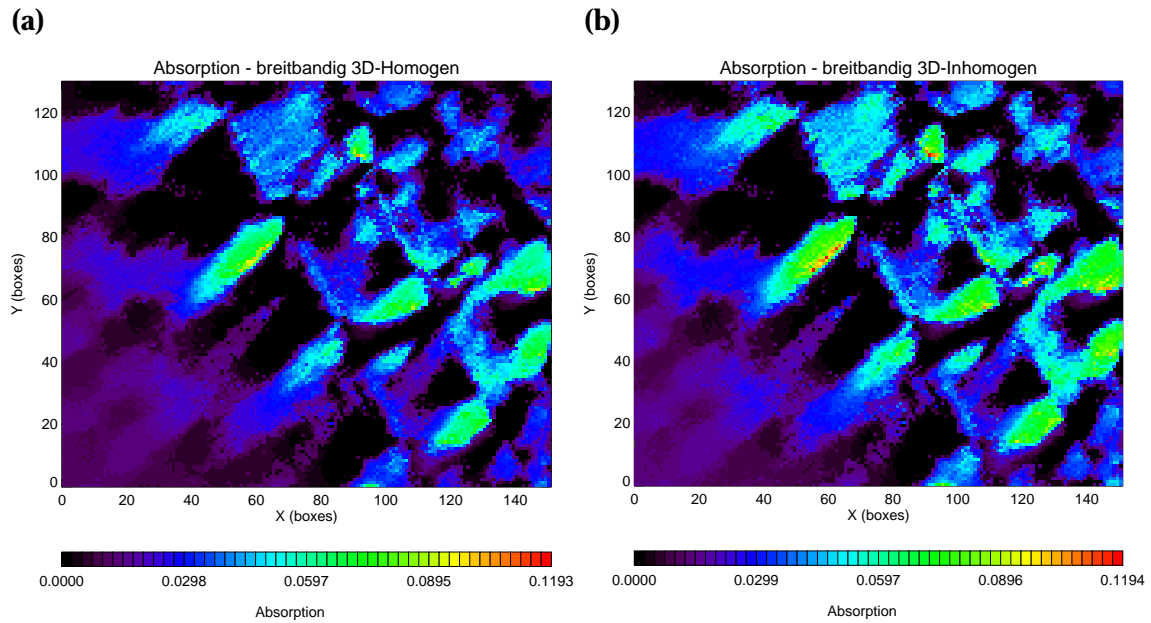


Abbildung 10.7: Absorptivität breitbandig des mikrophysikalisch homogenen (a) und inhomogenen Feldes (b)

der Absorption (grün) der solaren Strahlung befinden sich in beiden Fällen in Gebieten mit hoher optischer Dicke und an den Rändern (gelb bis rot (12%)). Aus der Abbildung der Differenzen (vgl. 10.8) sind in diesen Gebieten die größten negativen Abweichungen (hellblau bis schwarz) gegeben. Trotz der geringeren Gewichtung im nahen Infrarot

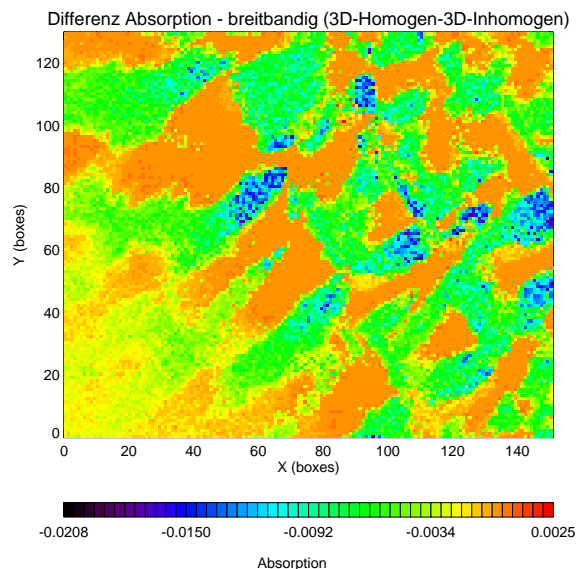


Abbildung 10.8: Differenz der Absorptivität breitbandig (homogen - inhomogen)

(vgl. Tabelle A.1 im Anhang), in denen spektral aufgeschlüsselt die größten Abweichungen auftreten, beträgt die maximale Unterschätzung in der Absorption bezüglich des homogenen Falls 2%. In Bezug auf die solare Einstrahlung und den gewählten Sonnenzenitwinkel gilt:

$$S_0(1 - \alpha) \cos(\theta) = 1176.38 \text{ W/m}^2 \quad (10.1)$$

mit $S_0 = 1358.363 \text{ W/m}^2$, $\alpha=0$ und $\theta = 30^\circ$. Dies bedeutet, dass unter der Annahme horizontaler Homogenität in einigen Gebieten im Maximalfall etwa 20 W/m^2 in der Absorption unterschätzt werden. Im Hinblick auf jahresgemittelte Strahlungsflüsse abzüglich des Nettowolkeneffektes beträgt die solare Einstrahlung nach der ISCCP Wolkenklimatologie 311.4 W/m^2 . Bezieht man dies auf das Fallbeispiel so würde selbst global die maximale Abweichung bei -6.3 W/m^2 liegen. Mit der Annahme horizontaler homogener Mikrophysik wird die Absorptivität anhand dieses Wolkenfeldes unterschätzt. Gerade Gebiete mit hoher optischer Dicke führen spektral aufgeschlüsselt und breitbandig zu größeren Abweichungen.

10.3 Vergleich der Absorptivität des inhomogenen Wolkenfeldes mit und ohne Horizontaltransport

An dieser Stelle soll noch einmal der Effekt auf die Absorption unter Vernachlässigung des Horizontaltransportes (ICA) gezeigt werden. Die Modell-ICA-Rechnung ist unter gleichen Bedingungen für die schon zuvor gewählten Wellenlängen wiederholt worden. Dazu werden exemplarisch die Ergebnisse anhand der Wellenlänge $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ in Abbildung 10.3 vorgestellt. Die schon in Kapitel 10.3 aus Abbildung 10.2 b erwähnten Maxima der Absorption an den Wolkenrändern aufgrund des SZWs sind im Ergebnis der ICA-Rechnung (Abb. (b)) nicht gegeben. Denn die Photonen können die Säulen nicht verlassen, da der Horizontaltransport ausgeschlossen ist. In der Betrachtung der Differenzen

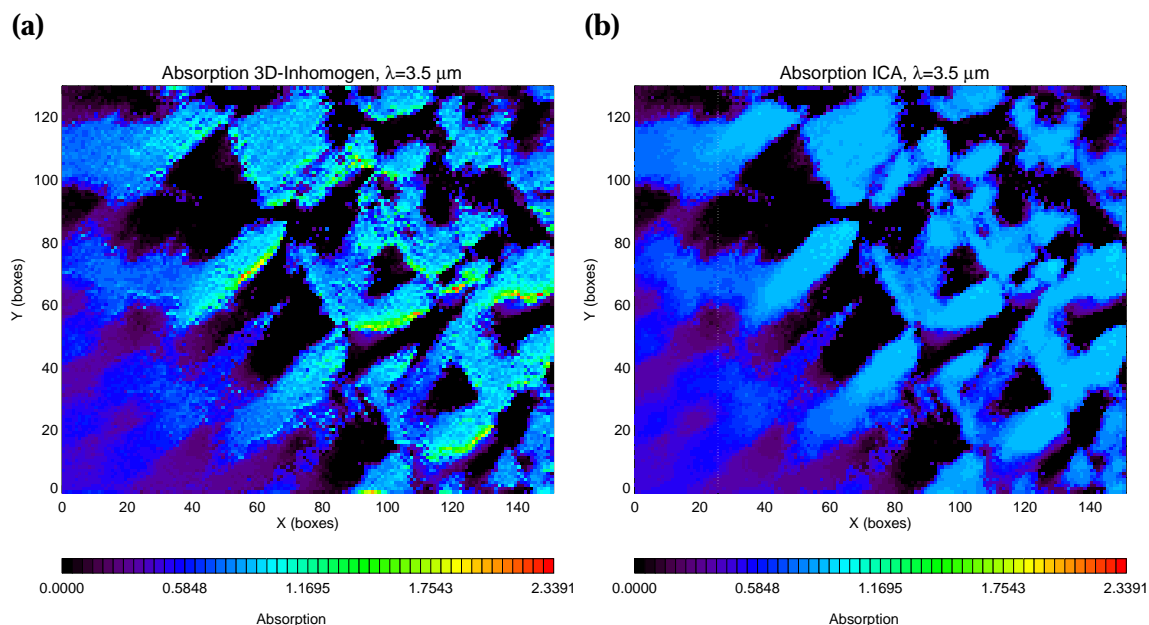


Abbildung 10.9: Absorptivität des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes (a) und ICA (b) anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$.

(Abb. 10.10) zwischen ICA und 3D-Inhomogen ist die größte negative Abweichung gerade an den für $\lambda = 3.5\mu\text{m}$ typischen stark absorbierenden Wolkenrändern zu erkennen (violett bis schwarz). Im Gegensatz dazu wird daher im ICA-Fall an den Nordrändern mehr absorbiert (gelb bis rot, positive Differenz). Die Überschätzungen in diesen Bereichen sind geringer als die Unterschätzungen an den Südrändern. Anzumerken ist, dass fast ausschließlich diese Bereiche zu großen Unterschieden führen, da die anderen Gebiete annähernd keine Differenzen (grün) aufweisen. Die Ursache ist mit dem Horizontaltransport zu erklären, der in Abbildung 10.11 dargestellt. Es sind gerade die Gebiete in denen die Absorption in der ICA-Rechnung unterschätzt werden, in denen der Transport an Photonen in die Säulen groß ist (positiv, grün bis rot). Denn im Zusammenhang mit

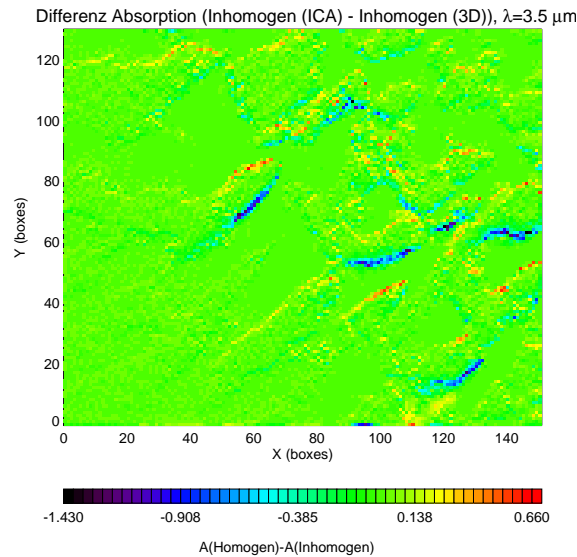


Abbildung 10.10: Differenz der Absorptivität (ICA - 3D-inhomogen) anhand $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$.

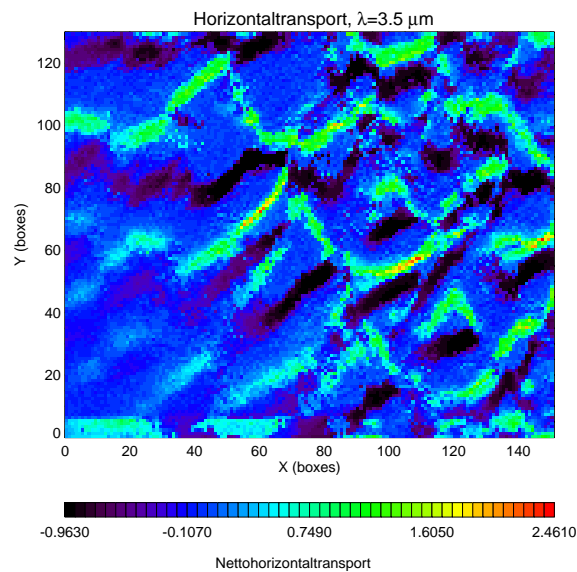


Abbildung 10.11: Horizontaltransport des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes anhand $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$.

Kapitel 9.3 führt der vermehrte Transport zu einer Erhöhung der Absorption. In Abbildung 10.12 ist diese Abhängigkeit für $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ dargestellt, wobei positive Werte ein Transport in die Säule bedeuten. Mit zunehmendem „Photonentransport“ in die Säulen (positive x-Werte) nimmt die Absorptivität zu. Wenn kein Horizontaltransport stattfindet, ist die Absorption durch die direkt einfallenden Photonen bedingt. Aus der Abbildung 10.12 für $\lambda = 3.5 \mu\text{m}$ ist zu entnehmen, dass dieser Fall häufig eintritt, da, wie schon zuvor erwähnt, die Absorption dominiert und weniger Streuung stattfindet. Auch in der

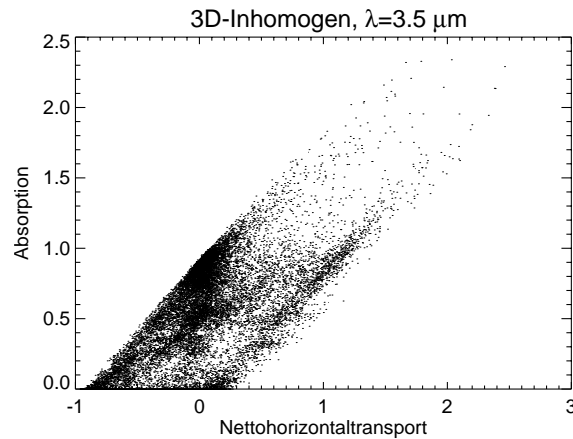


Abbildung 10.12: Absorption versus Horizontaltransport anhand $\lambda = 3.5\mu\text{m}$.

breitbandigen Betrachtung (Abb. 10.3 a, b) treten an diesen Regionen die größten Unterschiede auf. Die durch den Horizontaltransport erhöhte Absorption führt daher auch hier zu einer Unterschätzung in der ICA-Rechnung. Der Differenzenplot (Abb. 10.14) be-

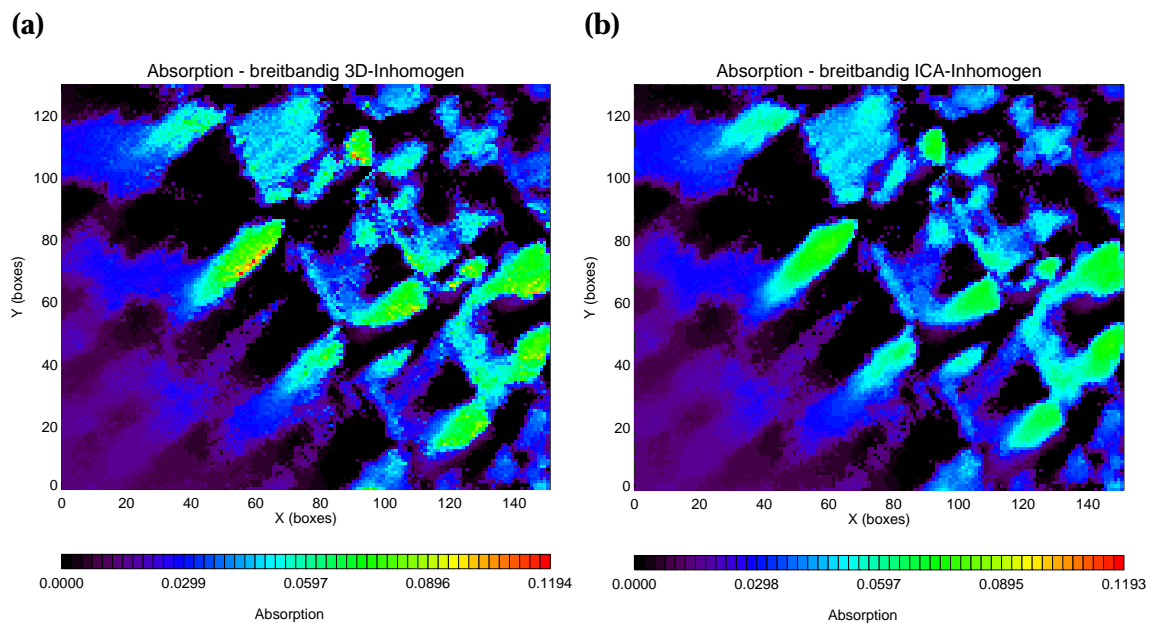


Abbildung 10.13: Absorptivität breitbandig des mikrophysikalisch inhomogenen Feldes (a) und ICA (b)

stätigt dies. Wobei die Unterschätzung der Absorption an den Südrändern größer ist als die Überschätzung an den Nordrändern. Insgesamt sind diese sonst relativ gering (grün). In Verbindung mit der Unterschätzung in der Annahme horizontaler Homogenität (vgl.

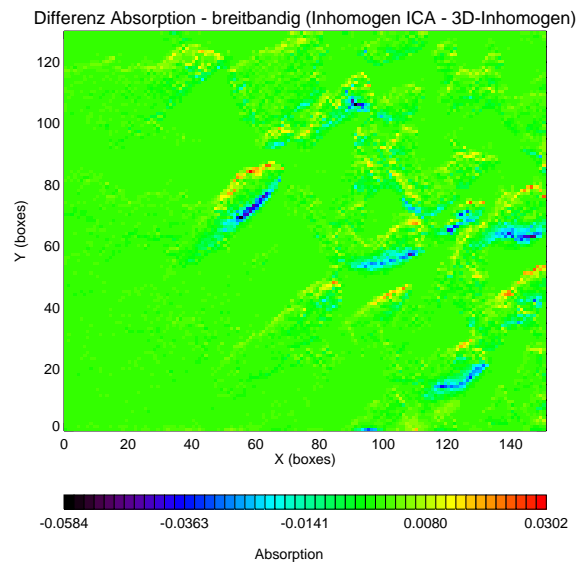


Abbildung 10.14: Differenz der Absorptivität breitbandig (ICA - 3D-inhomogenen).

Abb. 10.8) sind zwar die Extrema größer (-6% bis 3%), aber nur auf wenige Gebiete beschränkt. Dies bedeutet, dass es in der ICA-Rechnung vor allem dann zu erheblichen Differenzen kommt, sobald in optisch dicken Bereichen der Horizontaltransport zu einer Erhöhung der Absorption führt. Insgesamt ist festzustellen, dass in beiden Annahmen (horizontal homogen und ICA) die Absorptivität unterschätzt wird. Die vertikal und horizontal inhomogene Mikrophysik 3D-Wolkenfelder verändert die Streu- und Absorptionseigenschaften, die zu nicht zu vernachlässigenden Effekten führen. Außerdem ist auch der Horizontaltransport ein weiterer wichtiger Faktor, der den Einfluss der Inhomogenität durch vermehrten Transport in optisch dicke Gebiete verstärkt und zu einer Erhöhung der Absorption führt. Die Feststellung dieser Ergebnisse sind auch bei Scheirer (2001) gegeben.

Kapitel 11

Schlussbetrachtung

In dieser Arbeit ist exemplarisch anhand gemessener und analytischer Wolkentropfen-größenverteilungen demonstriert worden, dass die Mikrophysik den Transport solarer Strahlung beeinflusst. Aus der Ableitung der Mie-Theorie bestimmen die Wolkentropfen-größenverteilungen die Streu- und Absorptionseigenschaften der Wolke. Die Verteilungen mit größeren Effektivradien weisen geringere Werte der Einfachstreueralbedo auf, was einer Zunahme der Absorptionsfähigkeit entspricht. Ebenfalls nimmt die Vorwärtss-treuung mit der Partikelgröße zu. Der Vergleich der optischen Parameter der gemessenen Verteilung und der Standard-Gamma-Verteilung weisen kaum Unterschiede auf.

Insgesamt betrachtet ist zu erwähnen, dass die Einfachstreueigenschaften von der Wellenlänge abhängig sind. Inwieweit sich die unterschiedlichen Einfachstreueigenschaften auf den Strahlungstransport auswirken, hängt von verschiedenen Faktoren ab.

In Bezug auf die vertikal-inhomogene Mikrophysik haben die Untersuchungen der 1D-Säule insgesamt gezeigt, dass die Säule mit den großen Tropfen in den obersten Boxen die höchste Absorptivität aufweist. Das inverse Gegenstück zeichnet sich im Vergleich zur homogenisierten Säule durch die höhere Reflektivität aus. Diese Unter- und Überschätzung wird vor allem bei flachen Sonnenständen deutlich, da der größte Wirkungsbereich durch die obersten Modellboxen gegeben ist. Das führt dazu, dass die Absorptivität mit dem Sonnenzenitwinkel zugenommen hat. Die Auswirkung ist auch bei einer höheren optischen Dicke festzustellen.

Die Untersuchung der horizontal-inhomogenen Mikrophysik anhand des „2-Boxen-Modells“ verdeutlicht, dass die Auswirkung der inhomogenen Mikrophysik nicht nur vom Sonnenzenitwinkel abhängig ist, sondern auch von dem mit der Erweiterung der Dimension verbundenen Horizontaltransport. Außerdem nimmt der nicht-lineare Verlauf der Absorption, Reflexion und Transmission mit der optischen Dicke Einfluss auf den Transport der solaren Strahlung. Anhand dieser drei Faktoren wird deutlich, dass die Unterschiede im Strahlungstransport nicht allein durch die verschiedenen Einfachstreueigenschaften hervorgerufen werden. Der Horizontaltransport führt also zu einer Erhöhung der Absorptivität. Die Erhöhung der Absorptivität hängt wiederum von der Stärke des Transportes ab, die vom Sonnenstand und vom Gradienten der optischen Dicke abhängig ist.

Im Vergleich zwischen dem 3D-horizontal homogenisierten und -inhomogenen Wolkenfeld liegt der Schwerpunkt in der Absorption. Innerhalb dieser Untersuchung ist es möglich, die Auswirkung der Annahme horizontal-homogenisierter Wolken auf den Strahlungstransport zu bewerten, da die Dreidimensionalität berücksichtigt wird. Es wird deutlich, dass die Absorptivität breitbandig und spektral aufgeschlüsselt im homogenisierten Feld unterschätzt wird, was im Einklang mit der Arbeit von Scheirer (2001) steht (maximal 20 W/m^2). Die Faktoren aus den Voruntersuchungen werden auch bei den 3D-Rechnungen deutlich, denn der Horizontaltransport hat zu einer Erhöhung der Absorption geführt.

Die inhomogene Verteilung der Mikrophysik darf in Strahlungsübertragungsrechnungen nicht vernachlässigt werden. Denn unter dem Einfluss anderer Faktoren (nicht-linearer Verlauf der Absorption, Reflexion und Transmission mit der optischen Dicke, Horizontaltransport und Sonnenzenitwinkel), kann der Effekt der inhomogen Mikrophysik derart verstärkt werden, dass die Annahme homogen verteilter Mikrophysik zu großen Fehlern führt.

Um die Unterschiede im solaren Strahlungstransport noch deutlicher hervorzuheben, sollten in Anlehnung an die Arbeit von Scheirer (2001) nicht nur Wasserwolken, sondern auch Mischwolkenfelder verwendet werden. In Hinblick auf die Bewertung der Unterschätzung der Absorption müssen STRen mit variierten Sonnenzenitwinkeln und verschiedenen Modellalbeden durchgeführt werden.

Anhang A

Ergänzungen zu Kapitel 8

Bereich [μm]	λ [μm]	Gewicht	Strahlungsfluss [W/m^2]
0.2 - 0.7	0.5	0.469529	637.791
0.7 - 1.1	1.0	0.281344	382.167
1.1 - 1.4	1.2	0.101803	138.285
1.4 - 1.9	1.6	0.085286	115.850
1.9 - 2.3	2.0	0.029352	39.870
2.3 - 3.0	2.5	0.022630	30.740
3.0 - 3.8	3.5	0.010056	13.660

Tabelle A.1: Wellenlängenbereiche, betrachtete Wellenlängen, Wichtungsfaktoren und solare Strahlungsflüsse, $\sum \text{Strahlungsfluss} = 1358.363 \text{ W}/\text{m}^2$.

	θ [°]	Absorptivität	Reflexivität
Messung Fall A	0	0.0234333	0.139098
	30	0.0265283	0.176664
	45	0.0304828	0.235528
	60	0.0351734	0.341219
Differenz Fall B - A	0	0.0000198	0.00454
	30	-0.000033	0.00531
	45	-0.0001538	0.005494
	60	-0.0003388	0.005481

Tabelle A.2: A und R für Fall A breitbandig anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).

	$\theta [^\circ]$	Absorptivität	Reflexivität
Umkehrung Fall C	0	0.0236740	0.150304
	30	0.0265582	0.188729
	45	0.0300474	0.248716
	60	0.0338649	0.354304
Differenz Fall B - C	0	-0.0002212	-0.006666
	30	-0.0000629	-0.006755
	45	0.0002816	-0.007694
	60	0.0009697	-0.007604

Tabelle A.3: *A und R für Fall C breitbandig anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).*

$\theta = 0^\circ$	$\lambda [\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Messung Fall A	0.5	0.0000000	0.1294000	0.8706000
	1.0	0.0019000	0.1532600	0.8448400
	1.2	0.0057700	0.1601700	0.8340500
	1.6	0.0320600	0.1592200	0.8087200
	2.0	0.2335500	0.1002300	0.6662200
	2.5	0.2894900	0.0891700	0.6213400
	3.5	0.6136300	0.0375100	0.3488600
Differenz Fall B - Fall A	0.5	0.0000000	0.0063100	-0.0063100
	1.0	0.0000100	0.0036700	-0.0036800
	1.2	0.0000100	0.0011900	-0.0011900
	1.6	0.0000300	0.0014900	-0.0015200
	2.0	-0.0004000	-0.0002000	0.0006000
	2.5	0.0005500	0.0108400	-0.0114000
	3.5	0.0012300	0.0057000	-0.0069300

Tabelle A.4: *A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 0^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).*

$\theta = 0^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Umkehrung Fall C	0.5	0.0000000	0.1411000	0.8589000
	1.0	0.0019200	0.1603500	0.8377200
	1.2	0.0058500	0.1732000	0.8209500
	1.6	0.0324200	0.1734200	0.7941700
	2.0	0.2355700	0.1185400	0.6458900
	2.5	0.2948000	0.1080500	0.5971600
	3.5	0.6153000	0.0589500	0.3257500
Differenz Fall B - Fall C	0.5	0.0000000	-0.0053900	0.0053900
	1.0	-0.0000100	-0.0034200	0.0034400
	1.2	-0.0000700	-0.0118400	0.0119100
	1.6	-0.0003300	-0.0127100	0.0130300
	2.0	-0.0024200	-0.0185100	0.0209300
	2.5	-0.0047600	-0.0080400	0.0127800
	3.5	-0.0004400	-0.0157400	0.0161800

Tabelle A.5: A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 0^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).

$\theta = 30^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Messung Fall A	0.5	0.0000000	0.1669400	0.8330600
	1.0	0.0022600	0.1942000	0.8035400
	1.2	0.0068300	0.1998300	0.7933300
	1.6	0.0377200	0.1976600	0.7646300
	2.0	0.2677300	0.1220400	0.6102300
	2.5	0.3294100	0.1061000	0.5644900
	3.5	0.6630000	0.0456900	0.2913200
Differenz Fall B - Fall A	0.5	0.0000000	0.0077500	-0.0077400
	1.0	0.0000100	0.0034700	-0.0034800
	1.2	0.0000000	0.0023500	-0.0023300
	1.6	-0.0001200	0.0010700	-0.0009700
	2.0	-0.0004600	0.0005200	-0.0000600
	2.5	-0.0001000	0.0124700	-0.0123700
	3.5	-0.0009800	0.0067100	-0.0057400

Tabelle A.6: A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 30^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).

$\theta = 30^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Umkehrung Fall C	0.5	0.0000000	0.1791700	0.8208300
	1.0	0.0022700	0.2020400	0.7956900
	1.2	0.0068300	0.2145100	0.7786500
	1.6	0.0377500	0.2125600	0.7496800
	2.0	0.2680200	0.1430000	0.5889700
	2.5	0.3320800	0.1279000	0.5400200
	3.5	0.6585800	0.0698700	0.2715500
Differenz Fall B - Fall C	0.5	0.0000000	-0.0044800	0.0044900
	1.0	0.0000000	-0.0043700	0.0043700
	1.2	0.0000000	-0.0123300	0.0123500
	1.6	-0.0001500	-0.0138300	0.0139800
	2.0	-0.0007500	-0.0204400	0.0212000
	2.5	-0.0027700	-0.0093300	0.0121000
	3.5	0.0034400	-0.0174700	0.0140300

Tabelle A.7: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 30^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).

$\theta = 45^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Messung Fall A	0.5	0.0000000	0.2265800	0.7734200
	1.0	0.0027300	0.2567200	0.7405500
	1.2	0.0081900	0.2626200	0.7291800
	1.6	0.0450400	0.2565600	0.6984100
	2.0	0.3120500	0.1577700	0.5301800
	2.5	0.3817700	0.1359300	0.4822900
	3.5	0.7200500	0.0589000	0.2210500
Differenz Fall B - Fall A	0.5	0.0000000	0.0082200	-0.0082200
	1.0	0.0000000	0.0033400	-0.0033400
	1.2	-0.0000300	0.0021200	-0.0020900
	1.6	-0.0001900	0.0007900	-0.0006100
	2.0	-0.0009200	0.0012400	-0.0003200
	2.5	-0.0029900	0.0129800	-0.0099800
	3.5	-0.0039600	0.0080900	-0.0041300

Tabelle A.8: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 45^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).

$\theta = 45^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Umkehrung Fall C	0.5	0.0000000	0.2410300	0.7589700
	1.0	0.0027200	0.2641000	0.7331800
	1.2	0.0081100	0.2767000	0.7151800
	1.6	0.0444800	0.2719700	0.6835500
	2.0	0.3072300	0.1821300	0.5106400
	2.5	0.3778200	0.1610200	0.4611600
	3.5	0.7055500	0.0883300	0.2061200
Differenz Fall B - Fall C	0.5	0.0000000	-0.0062300	0.0062300
	1.0	0.0000100	-0.0040400	0.0040300
	1.2	0.0000500	-0.0119600	0.0119100
	1.6	0.0003700	-0.0146200	0.0142500
	2.0	0.0039000	-0.0231200	0.0192200
	2.5	0.0009600	-0.0121100	0.0111500
	3.5	0.0105400	-0.0213400	0.0108000

Tabelle A.9: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 45^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).

$\theta = 60^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Messung Fall A	0.5	0.0000000	0.3371000	0.6629000
	1.0	0.0033300	0.3653100	0.6313500
	1.2	0.0099000	0.3704500	0.6196500
	1.6	0.0540600	0.3588700	0.5870700
	2.0	0.3647500	0.2256200	0.4096300
	2.5	0.4456100	0.1922700	0.3621200
	3.5	0.7784100	0.0865700	0.1350100
Differenz Fall B - Fall A	0.5	0.0000000	0.0069200	-0.0069200
	1.0	-0.0000200	0.0046500	-0.0046200
	1.2	-0.0000700	0.0026400	-0.0025700
	1.6	-0.0003200	0.0022700	-0.0019500
	2.0	-0.0023200	0.0015900	0.0007300
	2.5	-0.0068500	0.0141400	-0.0073000
	3.5	-0.0075200	0.0093900	-0.0018600

Tabelle A.10: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall A anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall A).

$\theta = 60^\circ$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Absorptivität	Reflexivität	Transmissivität
Umkehrung Fall C	0.5	0.0000000	0.3507100	0.6492900
	1.0	0.0032800	0.3731800	0.6235400
	1.2	0.0096300	0.3831100	0.6072500
	1.6	0.0525900	0.3738600	0.5735500
	2.0	0.3514000	0.2526500	0.3959500
	2.5	0.4270200	0.2246200	0.3483700
	3.5	0.7456900	0.1251100	0.1292000
Differenz Fall B - Fall C	0.5	0.0000000	-0.0066900	0.0066900
	1.0	0.0000300	-0.0032200	0.0031900
	1.2	0.0002000	-0.0100200	0.0098300
	1.6	0.0011500	-0.0127200	0.0115700
	2.0	0.0110300	-0.0254400	0.0144100
	2.5	0.0117400	-0.0182100	0.0064500
	3.5	0.0252000	-0.0291500	0.0039500

Tabelle A.11: *A, R und T in Abhängigkeit der Wellenlängen für Fall C anhand $\theta = 60^\circ$ und die Differenzen (Fall B (homogen) - Fall C).*

Anhang B

Ergänzungen zu Kapitel 9.3

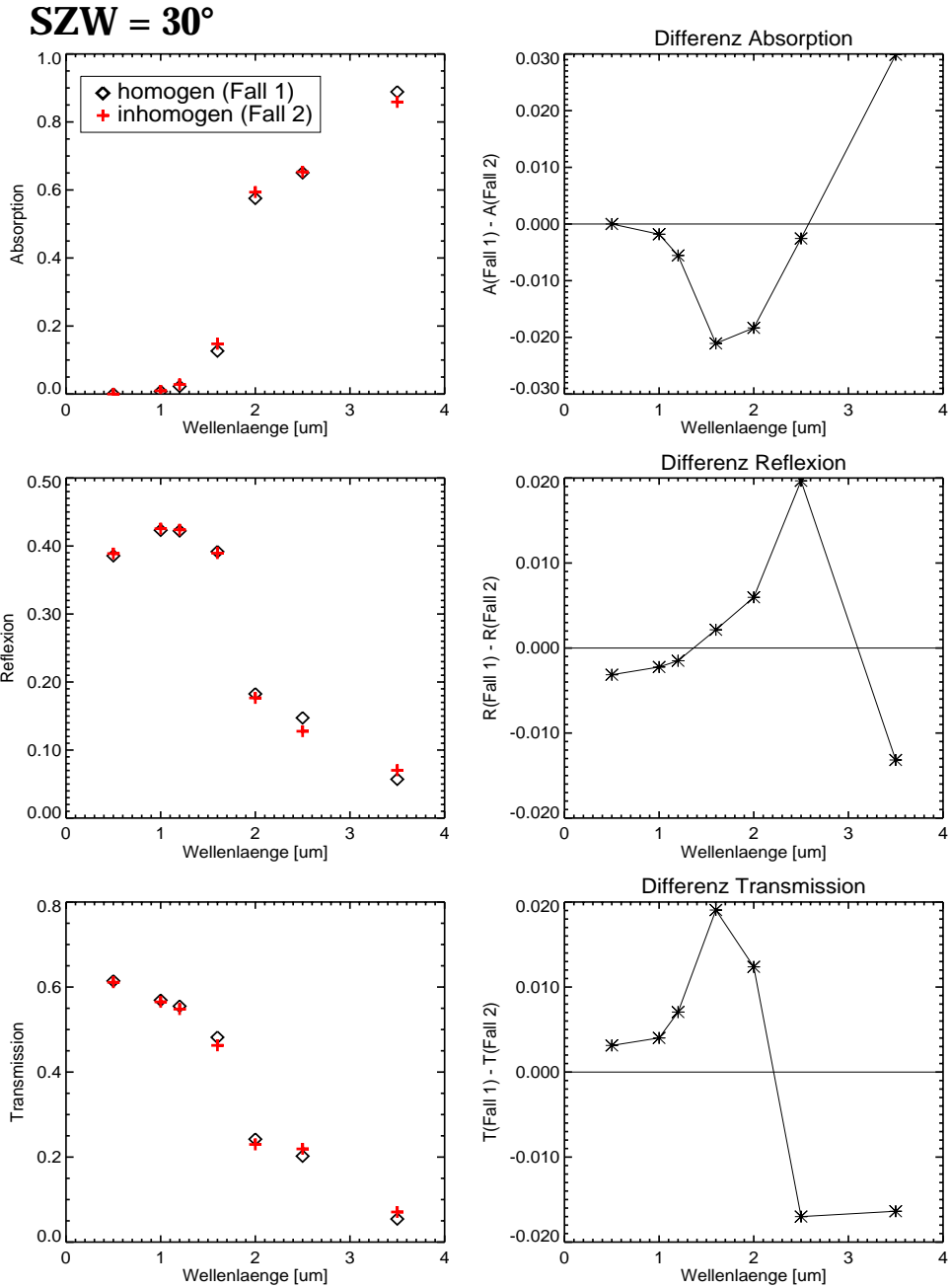


Abbildung B.1: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 30^\circ$.

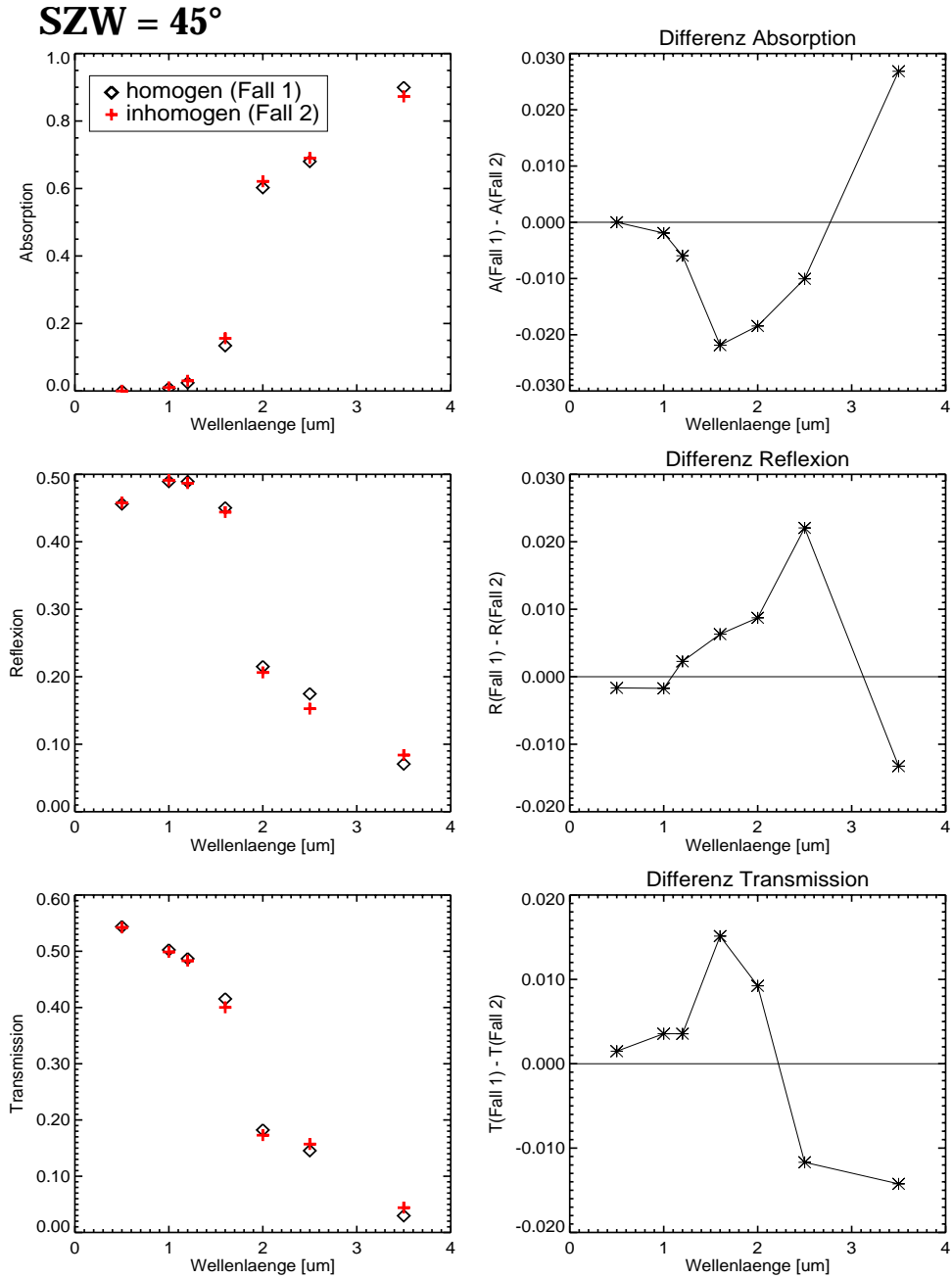


Abbildung B.2: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 45^\circ$.

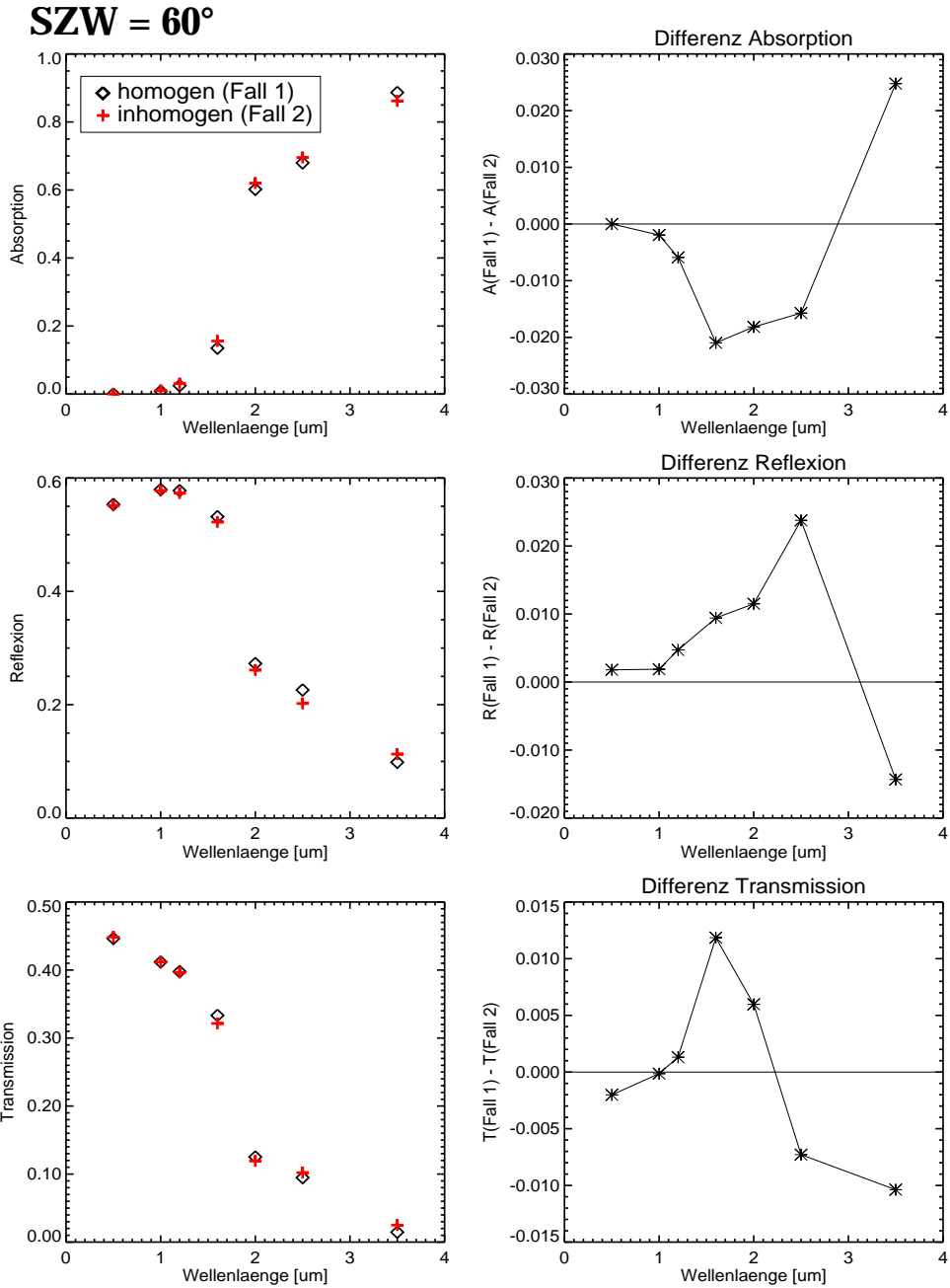


Abbildung B.3: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 60^\circ$.

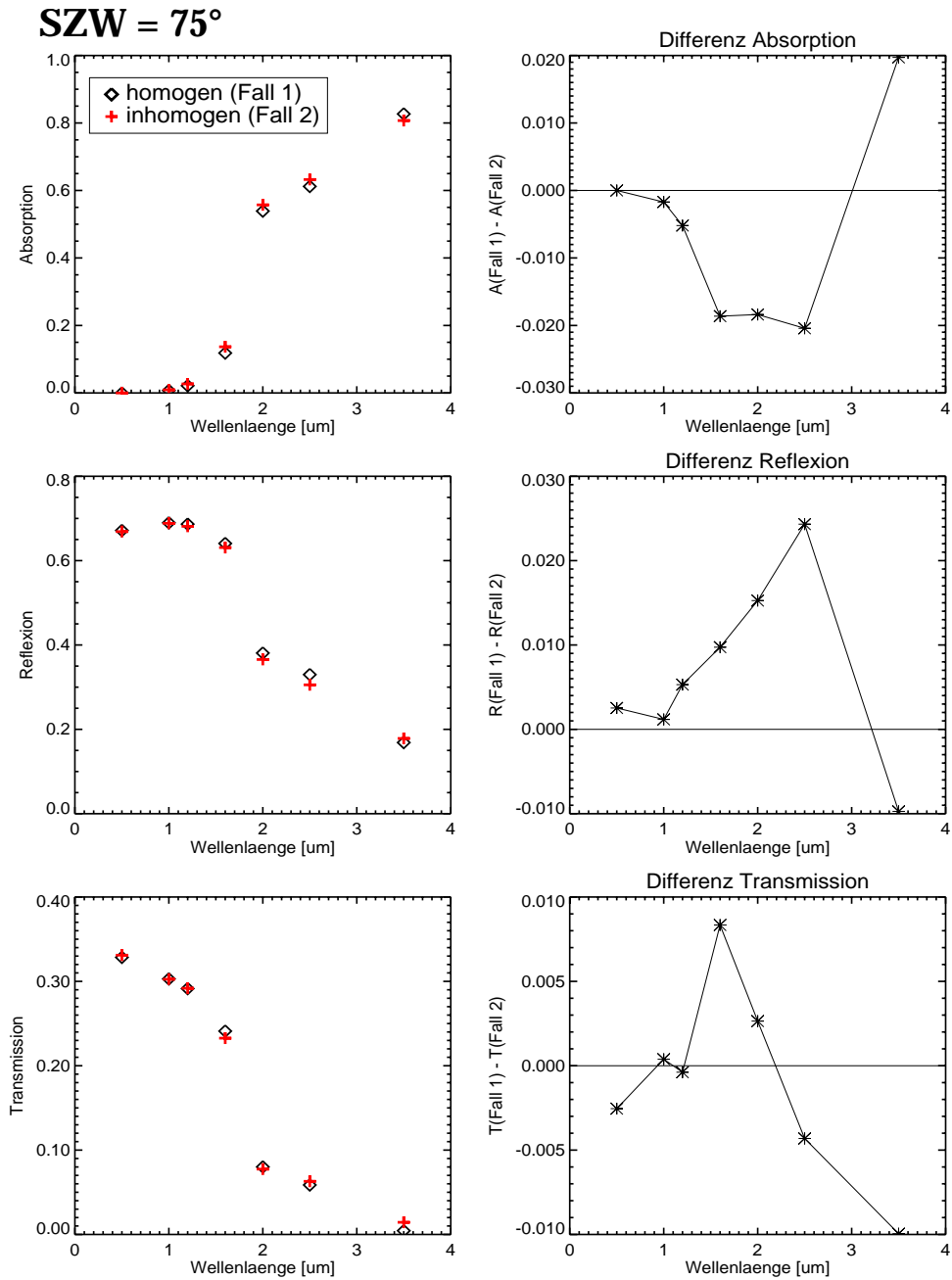


Abbildung B.4: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 1 und Fall 2 sowie die Differenzen (Fall 1 - Fall 2) anhand $\theta = 75^\circ$.

Anhang C

Ergänzungen zu Kapitel 9.4

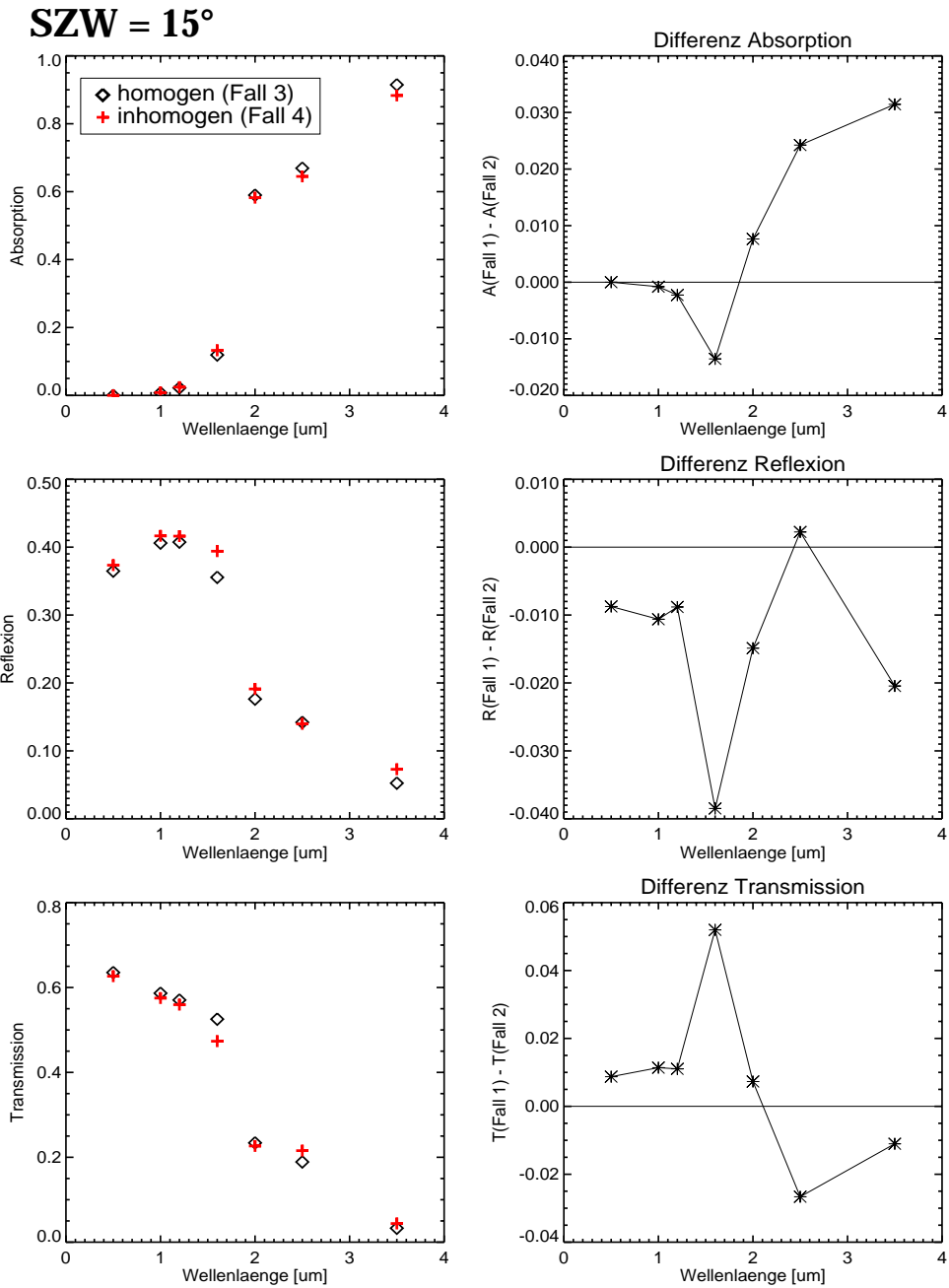


Abbildung C.1: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 15^\circ$.

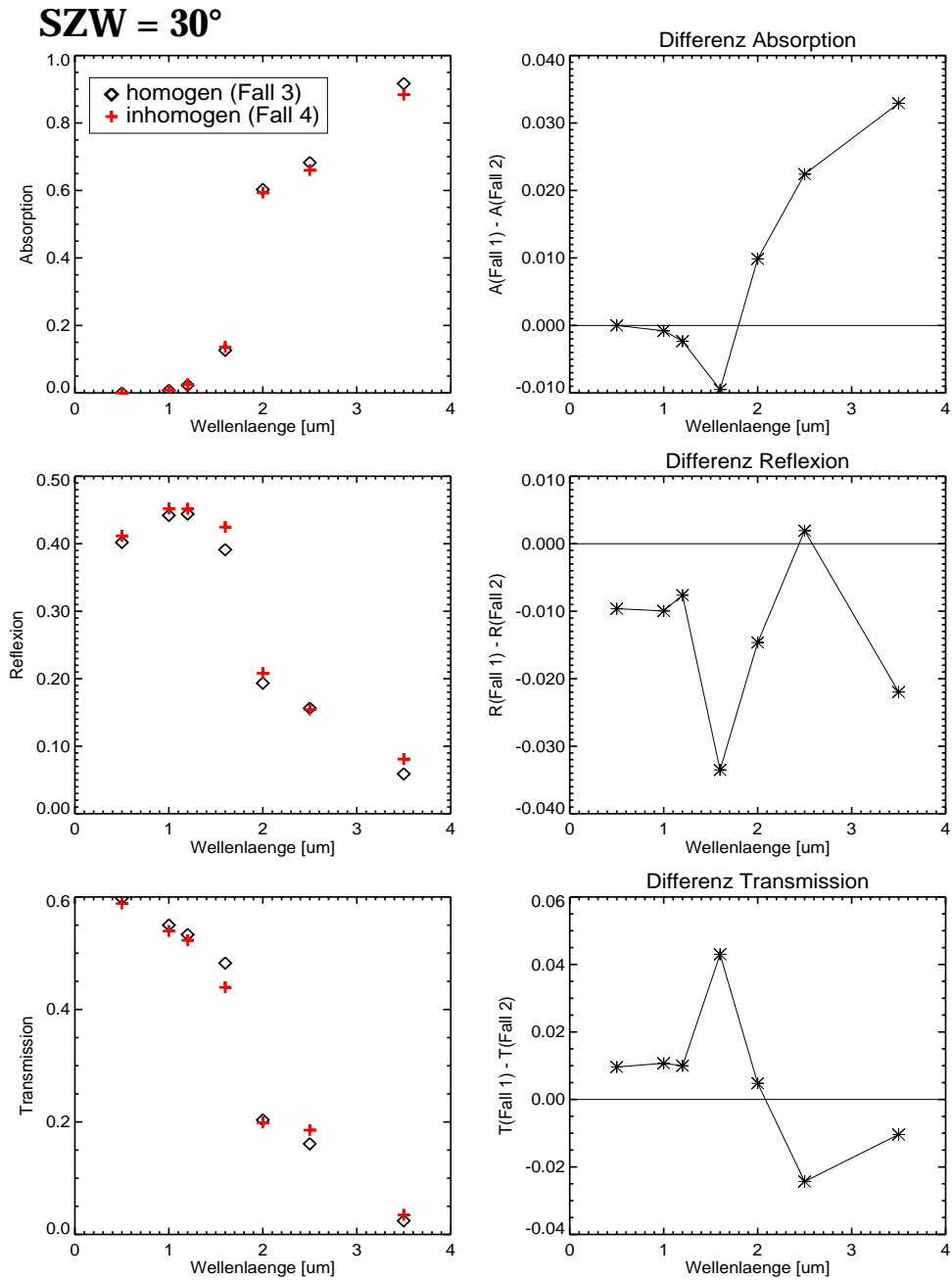


Abbildung C.2: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 30^\circ$.

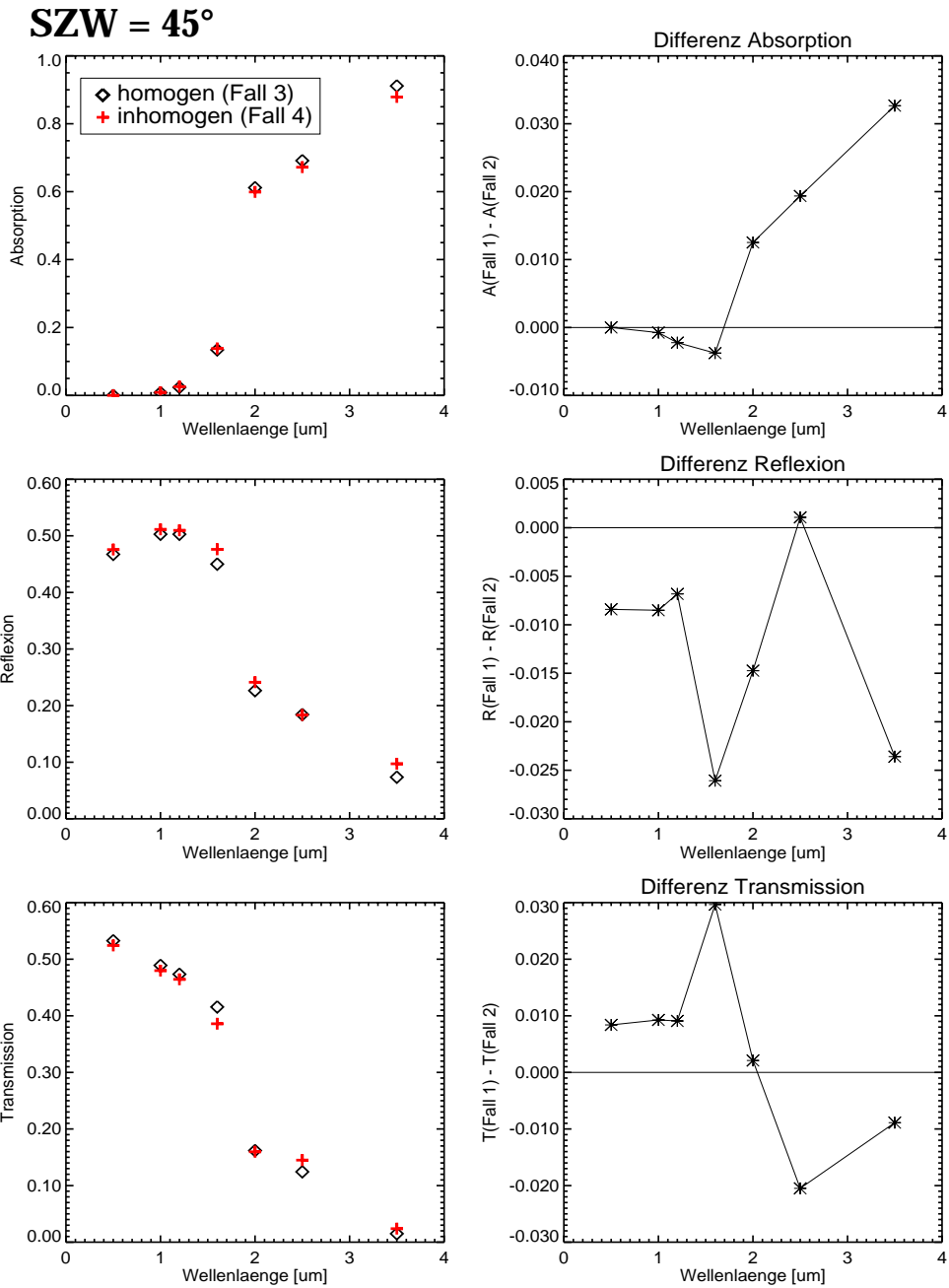


Abbildung C.3: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 45^\circ$.

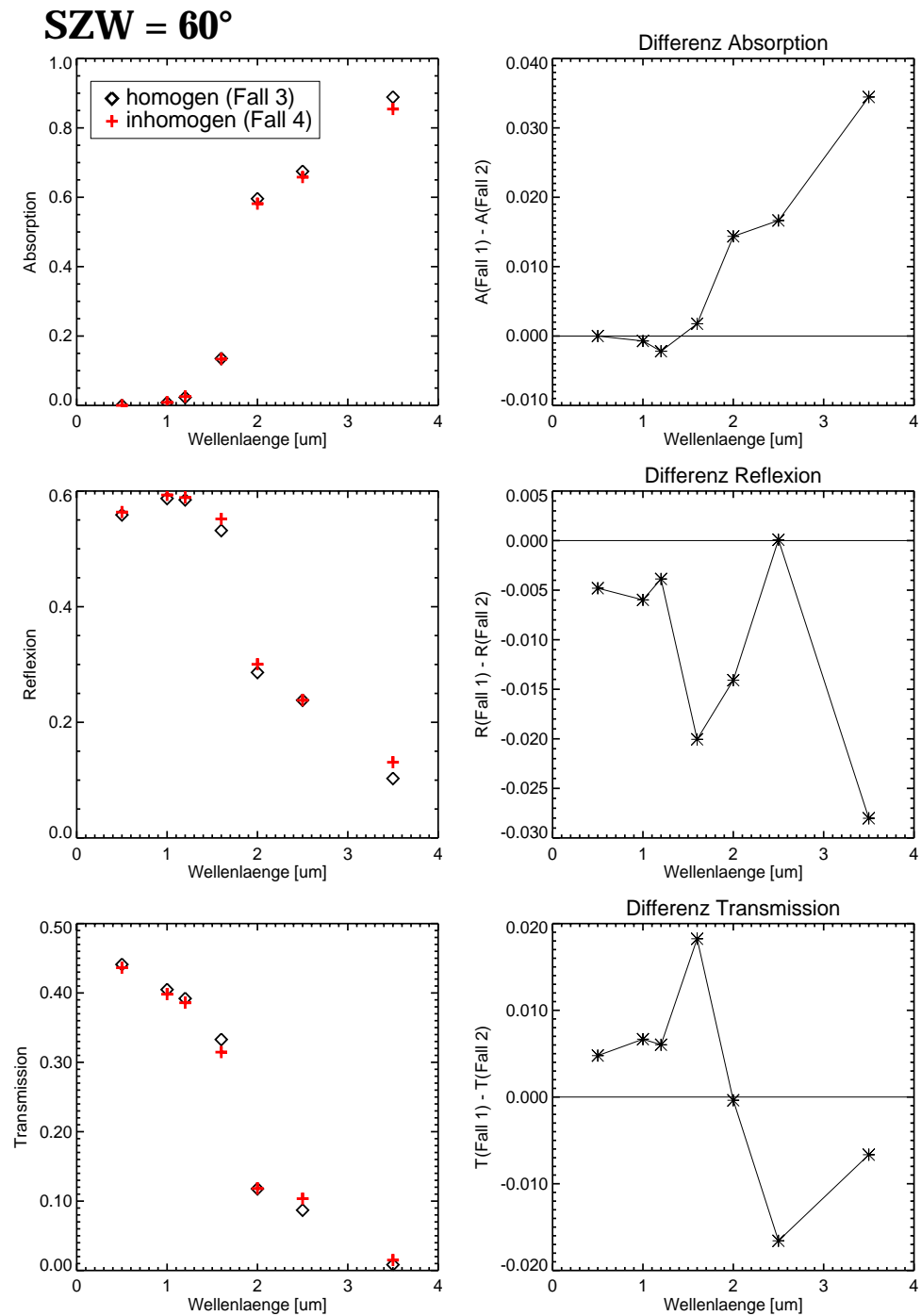


Abbildung C.4: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 60^\circ$.

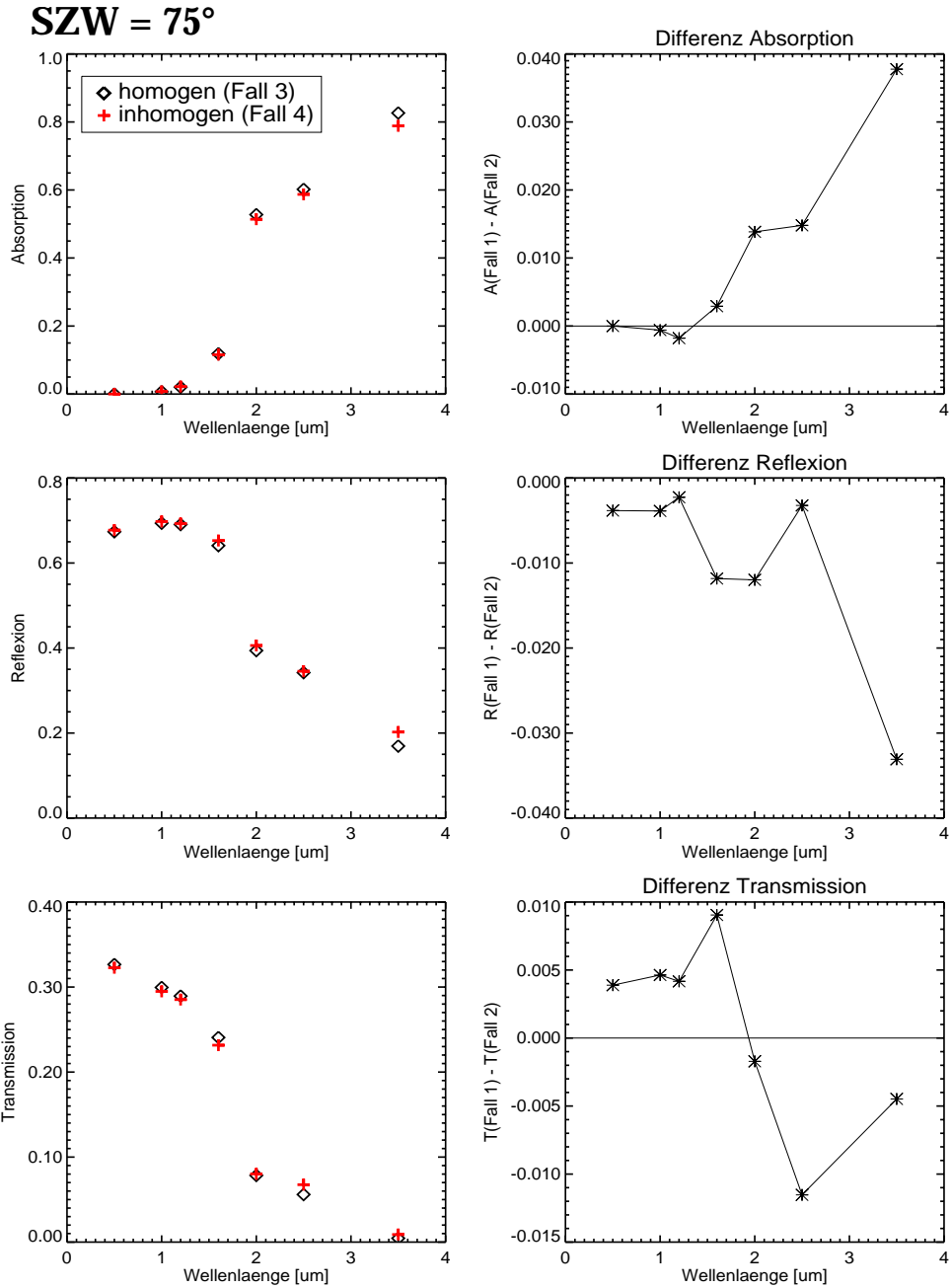


Abbildung C.5: A , R und T in Abhängigkeit der Wellenlänge für Fall 3 und Fall 4 sowie die Differenzen (Fall 3 - Fall 4) anhand $\theta = 75^\circ$.

Literaturverzeichnis

4D-Wolken, 2001. <http://www.meteo.uni-bonn.de/projekte/4d-clouds/>.

Bohren, C. F. und Huffman, D., 1983. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. J. Wiley & Sons, New York.

Cess, R., Zhang, M., Minnis, P., Corsetti, L., Dutton, E., Forgan, B., Garber, D., Gates, W., Hack, J., Harrison, E., Jing, X., Kiehl, J., Long, C., Morcrette, J.-J., Potter, G., Ramanathan, V., Subasilar, B., Whitlock, C., Young, D., und Zhou, Y., 1995. Absorption of Solar Radiation by Clouds: Observation versus Models. *Science*, 267, 496–499.

Chang, F.-L. und Li, Z., 2002. Estimating the vertical Variation of Cloud Droplet Effective radius using Multispectral Near-Infrared Satellite Measurements. *JoGRs*, 107, ???

CLIWA-NET, 1999. <http://www.knmi.nl/samenw/cliwa-net/>.

Crewell, S., Bloemink, H., Feijt, A., Garcia, S. G., Jolivet, D., Krasnov, O. A., Lammeren, A. V., Löhnert, U., Meijgaard, E. V., Meywerk, J., Quante, M., Pfeilsticker, K., Schmidt, S., Scholl, T., Simmer, C., Schröder, M., Trautmann, T., Venema, V., Wendisch, M., und Willen, U., 2004. THE BALTEX BRIDGE CAMPAIGN An Integrated Approach for a Better Understanding of Clouds. *AMS*, 85, 1565–158.

Dye, J. E. und Baumgardner, D., 1984. Evaluation of the forward scattering spectrometer probe. i - electronic and optical studies. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*.

Gerber, H., 1991. Direct measurement of suspended particulate volume concentration and far-infrared extinction coefficient with a laser-diffraction instrument. *AO*, 30, 4824–4831.

Han, Q., Rossow, W. B., und Lacis, A. A., 1994. Near-global survey of effective droplet radii in liquid water clouds using ISCCP data. 7(4), 465–497.

Hansen, J. E., 1971b. *JoASs*, 28, 1400.

Hansen, J. E. und Travis, L. D., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16, 527–610.

Li, J., Geldart, D. J. W., und Chýlek, P., 1994. Solar Radiative Transfer in Clouds with Vertical Internal Inhomogeneity. *Journal of Atmospheric Sciences*, 51, 2542–2552.

- Liou, K., 2002. *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press, London, zweite Auflage.
- Macke, A., Mitchell, D., und von Bremen, L., 1999. Monte Carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24(3), 237–241.
- Miles, N. L., Verlinde, J., und Clothiaux, E. E., 2000. Cloud droplet size distributions in low-level stratiform clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57, 295–311.
- Pawlowska, H., Brenguier, J.-L., und Schüller, L., 1998. Microphysical and radiative Properties of Stratocumulus. *PCE*, 24, 927–932.
- Pruppacher, H. R. und Klett, J. D., 1997. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publishers.
- Scheirer, R., 2001. *Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel.
- Scheirer, R. und Macke, A., 2003. Cloud Inhomogeneity and Broadband Solar Fluxes. *JoGR*, 108, ???
- Scheirer, R. und Schmidt, S., 2004. Clabautair: A new algorithm for retrieving three-dimensional cloud structure from airborne microphysical measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 4, 8609–8625.
- Schmidt, S., 2004. *Influence of Cloud Inhomogeneities on Solar Spectral Radiation*. Doktorarbeit, Universität Leipzig.
- Stocker, T., Clarke, G., Treut, H. L., Lindzen, R., Meleshko, V., Mugara, R., Palmer, T., Pierrehumbert, R., Sellers, P., Trenberth, K., und Willebrand, J., 2001. Physical climate process and feedbacks. In J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C. A. Johnson, Herausgeber, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Seiten 417–470. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Twomey, S., 1977. The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 34, 1149–1154.
- van de Hulst, H. C., 1957. *Light Scattering by Small Particles*. Wiley, New York.
- Wendisch, M., Garrett, T. J., und Strapp, J. W., 2002b. Wind Tunnel Tests of the Airborne PVM-100A Response to Large Droplets. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*.

Danksagung
Danke Chef

Die Arbeit wurde mit der Textverarbeitung L^AT_EX angefertigt.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht zur Erlangung eines Diplomgrades an anderer Stelle vorgelegen hat.

Kiel, Juli 2005

(Christine Brandau)